www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

6e JAARGANG No. 10, blz. 289-320 OCTOBER 1941

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

DE DIODE ALS MENGBUIS, SPECIAAL BIJ DECIMETERGOLVEN

door M. J. O. STRUTT en A. van der ZIEL.

621.385.2

De in radio-ontvangtoestellen voor omroepontvangst gebruikte mengbuizen zijn voor frequentietransformatie bij decimetergolven niet geschikt. Bij deze golflengten kan voor het genoemde doel met voordeel een diode worden toegepast. De conversieversterking, die met een diode bereikt kan worden, is altijd kleiner dan 1 en kan onder de gunstigste condities tot 1 naderen. Hiervoor is noodig een groote impedantie van de middelfrequentiekring en een hooge spanning van de hulposcillator. Onder deze condities is ook de ingangs- en de uitgangsweerstand van de schakeling groot, zoodat de aangesloten trillingskringen door de mengschakeling weinig gedempt worden. Bij frequentietransformatie door middel van een hoogere harmonische van de oscillatorspanning wordt een bijna even groote conversieversterking verkregen als bij gebruik van de grondfrequentie. Echter dient men hierbij bij voorkeur niet verder te gaan dan tot de vierde of vijfde harmonische. Bij de door ons ontwikkelde diode-mengbuizen zijn twee dioden in balans geschakeld. Verder bevat de buis een triode, welke voor het opwekken van de hulposcillatorspanning dienst doet. Deze spanning wordt in fase aan de beide dioden toegevoerd, waardoor een middelfrequente spanning in balans verkregen wordt. Om een onderlinge beïnvloeding van de aangesloten trillingskringen zooveel mogelijk te voorkomen dient aan de symmetrische opbouw van de schakeling de grootste zorg te worden besteed. Tenslotte worden enkele constructiebijzonderheden, die ter verbetering van de kortegolf-eigenschappen van deze buizen toegepast zijn, besproken.

De in moderne ontvangtoestellen gebruikelijke frequentietransformatie van hoogfrequente trillingen tot middelfrequente trillingen vindt in de voor omroepontvangst bestemde toestellen practisch steeds plaats door middel van een hexode, heptode of octode. Bij deze buistypen worden de ontvangen hoogfrequente trillingen en die van de hulposcillator aan afzonderlijke roosters toegevoerd, waardoor een onderlinge beïnvloeding van de aan deze roosters aangesloten trillingskringen zooveel mogelijk voorkomen wordt. Door een geschikte keuze van de bedrijfscondities kan met de genoemde mengbuizen een groote verhouding van de verkregen middelfrequente wisselspanning tot de aan de mengbuis toegevoerde hoogfrequente wisselspanning (conversieversterking) verkregen worden. Voor de ontvangst van zeer korte golven (decimetergolven) zijn echter de „normale" mengbuizen niet geschikt. Het voornaamste bezwaar tegen het gebruik van een meerroosterbuis als mengbuis bij decimetergolven is gelegen in de zeer sterke dempende invloed, die deze buis op de aangesloten ingangs- en uitgangstrillingskringen uitoefent. Zooals reeds in vroegere artikelen in dit tijdschrift werd uiteengezet, zijn de hoofdoorzaken van deze demping de zelfinductie van de toevoerleidingen naar de electroden en de looptijd der electronen [1]). De looptijd der electronen maakt bovendien, dat het frequentiegebied, waarin nog conversieversterking bereikt kan worden, naar boven begrensd is, evenals dit bij de hoogfrequentie-versterking het geval is. De bedoeling van dit artikel is nu, aan te toonen, dat voor toepassing bij decimetergolven met voordeel van een diode als mengbuis gebruik gemaakt kan worden.

In aansluiting hieraan zullen wij een beschrijving geven van een door ons ontwikkeld type mengbuis voor korte golven, waarin de frequentietransformatie door middel van een diode toepassing heeft gevonden, terwijl tevens een triode is ingebouwd, welke dient voor het opwekken van de hulposcillatorspanning.

[1]) Philips techn. T. 1, 171, 1936; Philips techn. T. 3, 104, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

De diode als mengbuis

Het principe van de diode-mengtrap is in *fig. 1* weergegeven. Het schema bestaat uit een serieschakeling van de diode met twee wisselspanningsbron-

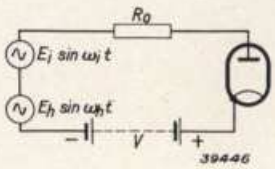

Fig. 1. Principeschakeling van een diode-mengbuis.

nen, waarvan de ééne de hoogfrequente spanning $E_i \sin \omega_i t$ en de andere de spanning van de hulposcillator $E_h \sin \omega_h t$ levert. In de practijk is E_i steeds klein ten opzichte van E_h. Verder zijn in de serieschakeling opgenomen een gelijkspanningsbron V en een impedantie bestaande uit een trillingskring, die afgestemd is op de verschilfrequentie $\omega_0 = \omega_h - \omega_i$. Dit beteekent, dat deze impedantie zeer klein is voor alle frequenties, behalve voor ω_0, waarvoor zij een zuivere weerstand R_0 vormt. Op de weerstand R_0 kan dus alleen een wisselspanning met de frequentie ω_0 staan; we noemen deze spanning de middelfrequente spanning E_0. De verhouding tusschen E_0 en E_i noemen we de conversieversterking. We zullen thans allereerst nagaan, hoeveel deze conversieversterking zal bedragen.

In *fig. 2* is de karakteristiek van een normale diode voorgesteld. Verticaal is hier uitgezet de stroom, die in de diode vloeit, wanneer tusschen anode en kathode een gelijkspanning aangelegd wordt, die op de horizontale as is aangegeven. Wanneer dus een negatieve gelijkspanning V aan de diode gelegd wordt, vloeit in de buis geen anodestroom. We zullen nu eerst aannemen, dat behalve deze gelijkspanning V alleen de oscillatorspanning E_h op de diode werkt en wel dat deze

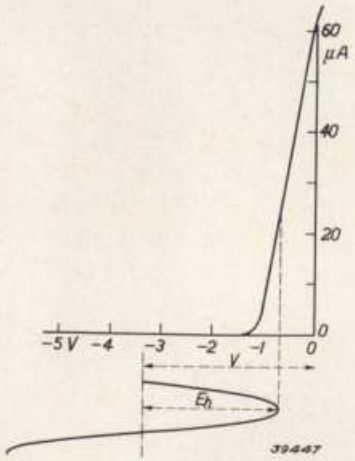

Fig. 2. Diode-karakteristiek, waarin aangegeven de gelijkspanning V en de oscillatorspanning $E_h \sin \omega_h t$.

spanning zoo groot is, dat slechts gedurende een klein deel van een periode een zekere anodestroom vloeit. Gedurende de rest van iedere periode is de anodestroom dus nul. Het verloop van de spanning aan de diode als functie van de tijd is in het onderste gedeelte van fig. 2 voorgesteld.

In ieder punt van de karakteristiek heeft de diode een zekere steilheid voor een kleine wisselspanning, zooals bijv. de signaalspanning E_i. Uit fig. 2 vindt men dus een bepaald verloop van deze steilheid als functie van de tijd. In *fig. 3* is het resultaat van een dergelijke constructie aangegeven.

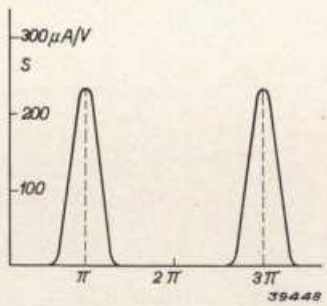

Fig. 3. Verloop van de steilheid als functie van de tijd bij het aanleggen van een oscillatorspanning E_h en een gelijkspanning V aan een diode met een karakteristiek volgens fig. 2.

Verticaal is hier uitgezet de steilheid in microamperes per volt, terwijl de horizontale as een tijdas is, waarbij 2π één periode van de oscillatorspanning voorstelt. Dit verloop van de steilheid als functie van de tijd kan zeer goed benaderd worden door een stelsel van driehoeken, zooals in *fig. 4* is voorgesteld [2]). De basis van deze drie-

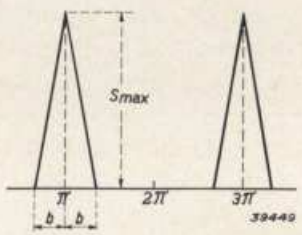

Fig. 4. Benadering van fig. 3 door driehoeken.

hoeken, $2b$, is kleiner naarmate de tijd, gedurende welke stroom in de diode vloeit, kleiner is ten opzichte van een periode van de oscillatorspanning. Daar het gebruik van de geschetste benadering de volgende beschouwingen zeer vereenvoudigt, zullen we in het vervolg aannemen, dat het verloop van de steilheid als functie van de tijd volgens fig. 4 plaats vindt, welke functie we $s(t)$ zullen noemen. Evenals iedere periodieke functie

[2]) Zie M. J. O. Strutt, Diode Frequency Changers, Wireless Eng. **13**, 73, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

kan $s(t)$ geschreven worden in de vorm van een reeks van Fourier, die hier de gedaante heeft:

$$s(t)=A_0-A_1\cos\omega_h t+A_2\cos 2\omega_h t-A_3\cos 3\omega_h t+\ldots \quad (1)$$

Wanneer we de in iedere periode maximaal bereikte steilheid s_{max} noemen, kunnen we voor de grootheden A uit de reeks (1) de volgende waarden berekenen:

$$\left.\begin{aligned} A_0&=\frac{1}{\pi}s_{max}\frac{b}{2},\\ A_1&=\frac{2}{\pi}s_{max}\frac{1-\cos b}{b},\\ A_2&=\frac{2}{\pi}s_{max}\frac{1-\cos 2b}{4b},\\ A_3&=\frac{2}{\pi}s_{max}\frac{1-\cos 3b}{9b},\\ &\text{enz.}\end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (2)$$

Wordt nu behalve de oscillatorspanning E_h ook de hoogfrequente spanning E_i aangebracht, dan zal in de schakeling een wisselstroom loopen, die componenten met verschillende frequenties bevat. Eén dezer componenten zal de frequentie ω_0 hebben en deze zal op de afgestemde impedantie R_0 de gezochte middelfrequente spanning E_0 doen ontstaan. Is de amplitudo van de wisselstroomcomponent met de frequentie ω_0 gelijk aan i_0, dan is

$$E_0=-i_0R_0 \quad \ldots \quad (3)$$

De grootte van i_0 kunnen we vinden uit de overweging, dat thans, behalve de oscillatorspanning, op de diode twee kleine wisselspanningen werken, nl. E_i met de frequentie ω_i en E_0 met de frequentie ω_0. De wisselstroom, die tengevolge van deze beide spanningen ontstaat, is gegeven door het product van de steilheid en de som van de genoemde spanningen, dus

$$i=s(t)\cdot(E_i\sin\omega_i t+E_0\sin\omega_0 t). \quad \ldots \quad (4)$$

Uit de reeks voor $s(t)$ zijn alleen van belang de termen, die een wisselstroomcomponent met de frequentie ω_0 opleveren. Dit zijn ten eerste de term A_0, die, vermenigvuldigd met $E_0\sin\omega_0 t$, oplevert $A_0E_0\sin\omega_0 t$, en ten tweede de term $-A_1\cos\omega_h t$, welke, vermenigvuldigd met $E_i\sin\omega_i t$, oplevert:

$$\begin{aligned}&-A_1\cos\omega_h t\cdot E_i\sin\omega_i t=\\ &=\tfrac{1}{2}A_1E_i\{\sin(\omega_h-\omega_i)t-\sin(\omega_h+\omega_i)t\}.\end{aligned}$$

Daar $\omega_h-\omega_i=\omega_0$, ontstaat dus ook hieruit een term met de frequentie ω_0. De totale wisselstroomcomponent met deze frequentie is derhalve:

$$i_0\sin\omega_0 t=A_0E_0\sin\omega_0 t+\tfrac{1}{2}A_1E_i\sin\omega_0 t. \quad (5)$$

Uit (3) en (5) volgt nu:

$$\frac{E_0}{E_i}=-\frac{\tfrac{1}{2}A_1}{\frac{1}{R_0}+A_0} \quad \ldots \quad (6)$$

Daar de fase van de verkregen middelfrequente spanning van geen belang is, geven we als conversieversterking a_c de absolute waarde van de verhouding E_0 tot E_i aan, dus:

$$a_c=\left|\frac{E_0}{E_i}\right|=\frac{\tfrac{1}{2}A_1}{\frac{1}{R_0}+A_0} \quad \ldots \quad (7)$$

We zullen thans met behulp van deze laatste vergelijking een schatting maken omtrent de grootte, die a_c bereiken kan.

A_0 is volgens (1) de gemiddelde waarde van de steilheid van de diode, gerekend over één of meer perioden van de oscillatorspanning. Dit is dus het gemiddelde geleidingsvermogen van de diode voor iedere kleine wisselspanning, die behalve de oscillatorspanning aan de diode werkzaam is, dus bijv. voor E_i of E_0. De omgekeerde waarde van dit geleidingsvermogen noemen we de inwendige weerstand r_d van de diode. Deze grootheid hangt dus af van de gelijkspanning V en van de oscillatorspanning E_h. Volgens het bovenstaande is:

$$A_0=\frac{1}{r_d} \quad \ldots \quad (8)$$

Uit (2) en (8) volgt nu

$$A_1=\frac{1}{r_d}\frac{4(1-\cos b)}{b^2}, \quad \ldots \quad (9)$$

terwijl door substitutie van de beide laatste vergelijkingen in (7) verkregen wordt:

$$a_c=\frac{R_0}{R_0+r_d}\cdot\frac{2(1-\cos b)}{b^2} \quad \ldots \quad (10)$$

Wanneer we, zooals in de practijk doorgaans het geval is, te maken hebben met een tamelijk groote oscillatorspanningsamplitudo E_h (eenige volts) en we kiezen de gelijkspanning V zoo groot, dat slechts gedurende een zeer klein deel van een periode van de oscillatorspanning in de diode stroom vloeit, dan is b klein ten opzichte van π en nadert de tweede breuk in (10) tot 1. De conversieversterking is dus dan

$$a_c=\frac{R_0}{R_0+r_d} \quad \ldots \quad (11)$$

Hieruit zien we, dat a_c steeds kleiner dan 1 is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

Wordt echter een zeer groote waarde van R_0 toegepast (middelfrequentie-kring met een zeer goede kwaliteit), dan kan een conversieversterking bereikt worden, die niet veel van 1 verschilt [3]).

Wanneer de afgestemde impedantie R_0, waarop de middelfrequente spanning E_0 ontstaat, niet, zooals in fig. 1 voorgesteld is, direct in de serieschakeling opgenomen wordt, doch via een transformator, kan een conversieversterking grooter dan 1 worden verkregen. De mate, waarin deze verhooging van de conversieversterking mogelijk is, is afhankelijk van de verhouding tusschen de inwendige weerstand, die de mengschakeling voor middelfrequentie vertoont, en de waarde van R_0. Daar R_0, de resonantieweerstand van een middelfrequentie-kring, vaak belangrijk grooter zal zijn dan de inwendige weerstand van de mengschakeling voor middelfrequentie, zal dit middel voor het verkrijgen van een grootere conversieversterking dikwijls toegepast kunnen worden. Op de berekening van de bovengenoemde inwendige weerstand komen we hieronder nog terug.

Bij de ontvangst van zeer hooge frequenties (decimetergolven) kan het opwekken van de oscillatorspanning E_h met een frequentie, nagenoeg gelijk aan die van het ingangssignaal, moeilijkheden opleveren, zij het, dat men niet de gewenschte grootte van enkele volts bereikt, zij het, dat de frequentie niet voldoende stabiel is. In dit geval wordt vaak gebruik gemaakt van een oscillatorspanning met een frequentie, die een aantal malen lager is. De middelfrequentie ontstaat dan als het verschil in frequentie van de ingangsspanning en een harmonische van de oscillatorspanning. Bij de typen mengbuizen, zooals die in omroepontvangers gebruikt worden, gaat deze wijze van frequentietransformatie onder normale bedrijfscondities altijd gepaard met een aanmerkelijk verlies aan conversieversterking. Het is echter eenvoudig in te zien, dat dit bij het gebruik van een diode niet het geval behoeft te zijn. Passen we nl. deze wijze van frequentietransformatie toe, dan is $\omega_0 = 2\omega_h - \omega_i$ of wel $\omega_0 = 3\omega_h - \omega_i$, enz. Nemen we in verg. (4) weer alleen die termen uit de reeks voor $s(t)$, die een wisselstroomcomponent met frequentie ω_0 opleveren, dan moeten we in plaats van $-A_1 \cos \omega_h t$ de term $A_2 \cos 2\omega_h t$ of wel $-A_3 \cos 3\omega_h t$ enz. gebruiken. In plaats van A_1 komt dan overal A_2 of A_3 enz. voor, zoodat de conversieversterking wordt:

$$a_c = \frac{{}^1/_2 A_2}{\frac{1}{R_0} + A_0} \quad \text{of} \quad a_c = \frac{{}^1/_2 A_3}{\frac{1}{R_0} + A_0} \text{ enz.} \quad . \quad . \quad (12)$$

[3]) Hoewel voor $a_c < 1$ eigenlijk niet van conversieversterking gesproken kan worden, zullen we ter wille van de uniformiteit deze uitdrukking voor alle waarden van a_c aanhouden.

Nu naderen voor zeer kleine waarden van b de coefficienten A_1, A_2, A_3 enz. uit de reeksontwikkeling (1) alle tot dezelfde waarde nl. tot $b \cdot s_{max}/\pi$, waarmede aangetoond is, dat bij voldoend kleine waarden van b het toepassen van deze wijze van frequentietransformatie bij een diode geen teruggang in conversieversterking beteekent. Voor toepassing bij zeer hooge frequenties is deze eigenschap van bijzonder belang. Daar de coëfficienten A_n met toenemende index n bij het verkleinen van b langzamer tot de genoemde grenswaarde naderen, zal echter in de practijk bij frequentietransformatie door middel van een hoogere harmonische dan de vierde of vijfde toch wel een merkbare vermindering in conversieversterking ontstaan.

Practische verwezenlijking van de schakeling

Zooals in het bovenstaande werd beschreven, moet de aan de diode aangelegde gelijkspanning V ongeveer gelijk zijn aan de amplitudo E_h van de oscillatorspanning. In de practijk laat men de spanning V ontstaan door de diodestroom door een lekweerstand te laten vloeien. Een schakeling hiervoor is in *fig. 5* aangegeven. De hoogfrequente

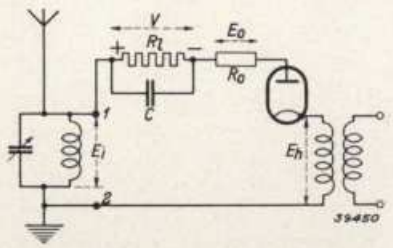

Fig. 5. Schakeling van een diode als mengbuis.

spanning wordt afgenomen van een aan een antenne gekoppelde trillingskring, terwijl de oscillatorspanning in een spoel in de kathodeleiding geïnduceerd wordt. De condensator C heeft een zoo groote capaciteit, dat deze voor de optredende wisselstroomen practisch geen impedantie vertegenwoordigt. De gelijkstroomcomponent van de diodestroom vloeit echter door de lekweerstand R_l en doet hieraan de gelijkspanning V ontstaan. Bij een voldoend groote waarde van R_l zal $V - V_0$ bijna gelijk zijn aan de amplitudo van de wisselspanning E_h.

Het gedeelte van een periode van de oscillatorspanning, gedurende hetwelk stroom in de diode vloeit, dus de hoek b uit fig. 4, is uit de grootte van de lekweerstand en de eigenschappen van de diode gemakkelijk bij benadering te bepalen. Hiertoe benaderen we de diodekarakteristiek door een rechte lijn. De omgekeerde waarde van de steilheid van deze lijn noemen wij de statisch gemeten inwendige weerstand R_d van de diode (*fig. 6*). Noemen we de negatieve spanning, waarbij juist stroom in de diode begint te vloeien, V_0, dan is de stroom

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

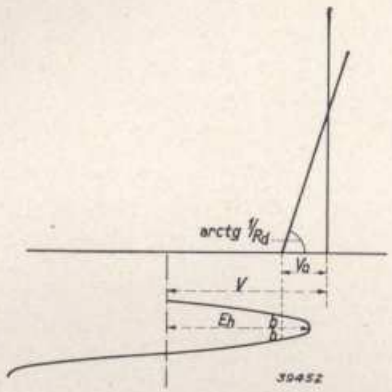

Fig. 6. Benadering van de diode-karakteristiek door een rechte lijn.

gedurende de korte tijd dat deze door de diode vloeit gegeven door

$$\frac{E_h \sin \omega_h t - (V - V_0)}{R_d}.$$

De gedurende een periode door de diode vloeiende lading is

$$\int_{(1/2\pi - b)/\omega}^{(1/2\pi + b)/\omega} \frac{E_h \sin \omega_h t - (V - V_0)}{R_d}\, dt = \frac{2}{\omega_h}\left(\frac{E_h}{R_d}\sin b + \frac{V - V_0}{R_d}\, b\right).$$

Deze lading is gelijk aan die, welke in een periode door de lekweerstand R_l vloeit, nl. $\frac{V}{R_l}\frac{2\pi}{\omega_h}$, dus

$$\frac{E_h}{R_d}\sin b - \frac{V - V_0}{R_d}\, b = \frac{V}{R_l}\pi.$$

Neemt men nu bovendien nog in aanmerking, dat $(V - V_0)/E_h = \cos b$, dan vindt men na eenig omwerken:

$$\operatorname{tg} b - b = \frac{V}{V - V_0}\cdot\pi\,\frac{R_d}{R_l} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

Stelt men, zooals doorgaans het geval is, $V_0 \ll V$, dan is deze vergelijking te vereenvoudigen tot:

$$\operatorname{tg} b - b = \pi\,\frac{R_d}{R_l} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Kent men b, dan vindt men de waarde van $V - V_0$ uit de conditie $V - V_0 = E_h \cos b$ en ziet dus met behulp van (14), dat bij toenemende waarde van R_l de gelijkspanning $V - V_0$ inderdaad steeds dichter bij E_h komt te liggen.

Bij de practische toepassing van de schakeling is naast de conversieversterking ook de ingangs- en uitgangsdemping van de mengtrap van belang. De ingangsdemping is gegeven door de weerstand van het gedeelte van de schakeling rechts van de punten *1* en *2* in fig. 5 voor de frequentie ω_i. Om deze weerstand te bepalen berekenen we de grootte van die component van de in de schakeling vloeiende wisselstroom, die de frequentie ω_i heeft. We vinden deze weer uit de vergelijking (4) door nu uit de reeks voor $s(t)$ de termen te nemen, die de frequentie ω_i doen ontstaan. Dit zijn wederom de term A_0, die, in dit geval vermenigvuldigd met $E_i \sin \omega_i t$, oplevert $A_0 E_i \sin \omega_i t$, en de term $-A_1 \cos \omega_h t$, die, vermenigvuldigd met $E_0 \sin \omega_0 t$, oplevert

$$-A_1 E_0 \sin \omega_0 t \cdot \cos \omega_h t = \\ = {}^1/_2 A_1 E_0 \{\sin (\omega_h - \omega_0)t - \sin (\omega_h + \omega_0)t\}.$$

Daar $\omega_i = \omega_h - \omega_0$, is de stroomcomponent met frequentie ω_i:

$$i_i \sin \omega_i t = A_0 E_i \sin \omega_i t + {}^1/_2 A_1 E_0 \sin \omega_i t.$$

Volgens verg. (6) is

$$E_0 = -E_i\,\frac{{}^1/_2 A_1}{\frac{1}{R_0} + A_0}.$$

Voor de weerstand van het gedeelte van de schakeling rechts van de punten *1* en *2* voor de frequentie ω_i vinden we nu:

$$r_i = \frac{E_i}{i_i} = \frac{1/R_0 + A_0}{A_0^2 - {}^1/_4 A_1^2 + \frac{A_0}{R_0}}.$$

Nu is volgens (8) $A_0 = 1/r_d$, terwijl volgens verg. (9) bij de in de practijk optredende kleine waarden van b, A_1 nadert tot $2/r_d$. Vullen we dit in de laatste vergelijking in, dan vinden we:

$$r_i = r_d + R_0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

of, in woorden: De weerstand, waarmede de mengschakeling de ingangskring dempt, is gelijk aan de som van de inwendige weerstand van de diode en de weerstand van de middelfrequentie-kring (of van de primaire zijde van de middelfrequentie-transformator) voor de uitgangsfrequentie. De mate, waarin de ingangskring gedempt wordt, hangt bij deze schakeling dus af van de constructie van de middelfrequentie-kringen.

Daar de ingangsspanning E_i en de uitgangsspanning E_0 in serie in de schakeling zijn opgenomen, kan dezelfde redeneering, die hierboven voor de bepaling van de demping van de ingangskring werd gevolgd, ook worden toegepast voor de bepaling van de demping, die de schakeling op de uitgangskring, dus op de middelfrequentie-kring of middelfrequentie-transformator, uitoefent. Deze weerstand is derhalve weer gelijk aan de som van de inwendige weerstand van de diode en de weerstand, die de ingangskring vertegenwoordigt voor de frequentie ω_i. Noemen wij deze laatste weerstand R_i, dan is volgens het voorafgaande de weerstand, waarmede de mengschakeling de uitgangsschakeling dempt, gegeven door

$$r_0 = r_d + R_i \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

Een verandering in de ingangskring, dus bijv. ver-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

stemming van deze kring over een bepaald golfgebied, zal hierdoor in het algemeen een verandering in de demping van de eerste middelfrequentie-kring van het desbetreffende toestel veroorzaken, dus ook een verandering in de selectiviteit.

De door (16) gegeven waarde van r_0 is identiek met de inwendige weerstand van de mengschakeling voor middelfrequentie, die hiervóór reeds genoemd werd in verband met de mogelijkheid om door het aansluiten van R_0 via een transformator een conversieversterking grooter dan 1 te verkrijgen.

De inwendige weerstand van de diode is volgens (8) en (2) gegeven door:

$$r_d = \frac{1}{A_0} = \frac{2\pi}{b \cdot s_{max}}.$$

Een groote waarde van r_d, dus ook van r_i en r_0, kan blijkbaar bereikt worden door b klein te maken. Volgens vergelijking (14) is hiervoor een groote waarde van de lekweerstand R_l noodig. Terwijl dus het gebruik van een groote lekweerstand met het oog op de demping van de aangesloten kringen gunstig is, kan hiermede toch niet te ver gegaan worden. Uit vergelijking (11) kan nl. geconcludeerd worden, dat een zeer groote waarde van r_d een vermindering van de te bereiken conversieversterking geeft. In de practijk dient dus bij de keuze van de lekweerstand een compromis gesloten te worden tusschen de verkregen conversieversterking en de demping van de aangesloten kringen.

De in het bovenstaande weergegeven theorie van de frequentietransformatie is eigenlijk alleen min of meer exact bij frequenties, die niet zoo hoog zijn, dat de looptijd der electronen in de diode een rol speelt. Golflengten kleiner dan 1 meter voldoen echter niet langer aan deze voorwaarde. Er treedt dan door de traagheid der electronen een faseverschuiving op tusschen een aan de diode aangelegde wisselspanning en de hierdoor veroorzaakte wisselstroom. Zoo zal bijv. ook de periodieke steilheidsvariatie, die door de oscillatorspanning veroorzaakt wordt, niet meer in fase met de oscillatorspanning zijn en zal in plaats van fig. 3 een steilheidsverloop optreden, dat ten opzichte van π, 3π enz. onsymmetrisch is. Fig. 3 kan dan ook niet meer door een eenvoudig stelsel van driehoeken, als in fig. 4 geschetst werd, benaderd worden. Een en ander maakt, dat een nauwkeurige theorie van de frequentietransformatie door middel van een diode bij zeer hooge frequenties tot zeer gecompliceerde berekeningen leidt. We willen ons daarom in dit artikel beperken tot het weergeven van enkele resultaten, die met dit type mengbuis bij decimetergolven bereikt zijn (zie hierna).

Balansmengtrappen [4])

Bij onze beschouwingen omtrent diodemenging werden steeds schakelingen met één enkele diode behandeld. Nu werd reeds vroeger in dit tijdschrift aangetoond, dat bij de oplossing van het probleem der spanningsversterking bij zeer hooge frequenties belangrijke voordeelen bereikt worden, wanneer gebruik gemaakt wordt van wisselspanningen, die ten opzichte van aarde in balans zijn. In verband hiermede werd bijv. de hoogfrequentie-versterkerbuis EFF 50 als balansversterkerbuis uitgevoerd [5]). Aansluitend aan deze gedachte werd nu ook de mengbuis voor decimetergolven van twee dioden voorzien, waardoor frequentietransformatie van ten opzichte van aarde in balans zijnde wisselspanningen mogelijk is.

Aan deze dioden worden dus twee wisselspanningen in tegenfase toegevoerd. Noemen we de hoogfrequente spanning aan de eene diode $^1/_2 E_i \sin \omega_i t$, dan is de hoogfrequente spanning aan de andere diode $-^1/_2 E_i \sin \omega_i t$. Met betrekking tot de oscillatorspanning heeft men nu twee mogelijkheden. Men kan aan de beide dioden de oscillatorspanning in fase of wel in tegenfase toevoeren. Voor deze beide mogelijkheden zijn schakelingen in *fig. 7a* en *b* aangegeven. Blijkbaar kan men in

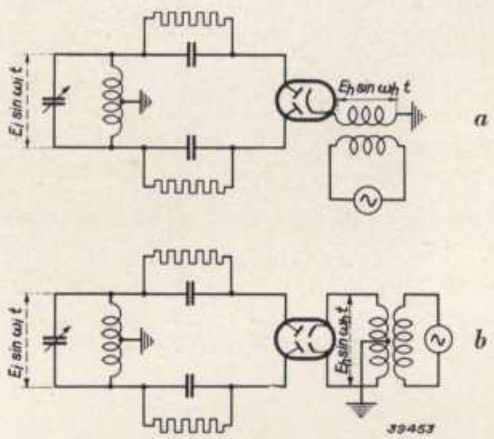

Fig. 7. Principe-schakeling van een balans-mengtrap.
a) Bij toevoeren van de oscillatorspanning aan de beide dioden in fase.
b) Bij toevoeren van de oscillatorspanning aan de beide dioden in tegenfase.

het eerste geval volstaan met één gemeenschappelijke kathode voor de beide dioden, terwijl in het tweede geval iedere diode van een aparte kathode

[4]) Zie M. J. O. Strutt, Moderne Kurzwellenempfangstechnik, uitg. Springer, Berlijn 1939, blz. 182.
[5]) Philips techn. T. **5**, 171, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

voorzien is. Bij de schakeling volgens fig. 7*a* worden op de beide dioden middelfrequente spanningen verkregen, die ten opzichte van aarde in tegenfase zijn, terwijl bij de schakeling volgens fig. 7*b*, waarbij behalve de ingangsspanning ook de oscillatorspanning aan de beide buizen in tegenfase wordt toegevoerd, twee middelfrequente spanningen worden verkregen, die ten opzichte van aarde dezelfde fase hebben. Met dit verschil tusschen de schakelingen van fig. 7*a* en *b* dient bij de aansluiting van de middelfrequentie-kring rekening gehouden te worden.

Mengbuis voor decimetergolven

Wij zullen thans een beschrijving geven van een mengbuis met indirect verhitte kathode, geschikt voor de ontvangst van decimetergolven. In deze buis worden twee in balans geschakelde dioden toegepast, terwijl tevens een triode voor het opwekken van de oscillatorspanning is ingebouwd. (Voor het opwekken van de oscillatorspanning zou men ook bijv. twee trioden in balans kunnen gebruiken. Wij willen ons bij deze beschrijving echter beperken tot een type met één triode.)

Terwille van de eenvoudiger constructie en schakeling is het principe van fig. 7*a* gekozen. *Fig. 8* geeft een beeld van een laboratorium-

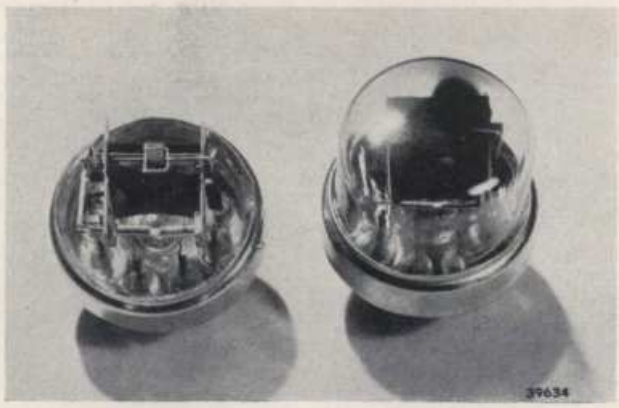

Fig. 8. Laboratoriumuitvoering van de diode-mengbuis. Links binnenaanzicht; rechts buitenaanzicht. De afscherming, die de triode omgeeft, is gedeeltelijk weggenomen om het binnenwerk te laten zien.

uitvoering van deze buis, benevens een beeld van het binnenwerk. De volledige schakeling van de buis als mengbuis is in *fig. 9* voorgesteld. De trillingskring *I* is de hoogfrequentie-ingangskring, waarop de hoogfrequente wisselspanning aanwezig is, die aan de beide dioden toegevoerd wordt via de condensatoren C en C_1. De trillingskring *II* is de oscillatorkring, terwijl *III* de middelfrequentiekring is. Het triodegedeelte van de buis vormt tezamen met de oscillatorkring *II* een oscillator in zg. driepuntschakeling, waarbij de spanningsdeeling door de inwendige capaciteiten van de buis

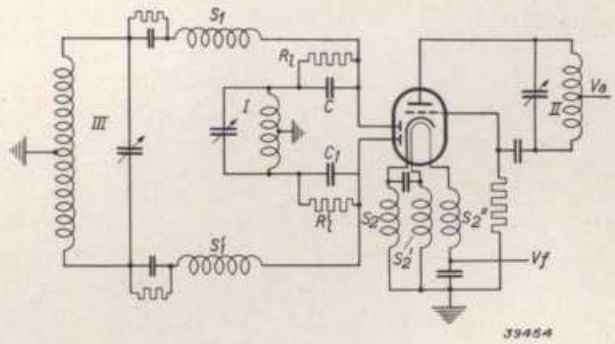

Fig. 9. Schakeling van de diode-mengbuis, waarbij de oscillatorspanning aan de beide dioden in fase wordt toegevoerd.

plaats vindt. In de kathodeleiding is een smoorspoel S_2 opgenomen, waarop een wisselspanning met de oscillatorfrequentie ontstaat. Daar de kathoden van het triode-gedeelte en van het diode-gedeelte met elkaar verbonden zijn, ontstaat op deze wijze de gewenschte oscillatorspanning op de kathode van de beide dioden. In de beide gloeistroomleidingen zijn eveneens smoorspoelen opgenomen (S_2' en S_2''). De bedoeling hiervan is om te voorkomen, dat de capaciteit tusschen kathode en gloeidraad parallel met S_2 geschakeld zou zijn, wat een vermindering van de impedantie tusschen kathode en aarde zou kunnen geven of wel tot storende resonantieverschijnselen zou kunnen leiden. Om de invloed van eventueele fluctuaties in de capaciteit tusschen kathode en gloeidraad uit te schakelen is tusschen deze beide nog een condensator aangebracht.

De beide in tegenfase zijnde middelfrequente spanningen, die door de dioden geleverd worden, worden via de smoorspoelen S_1 en S_1' aan de middelfrequentie-trillingskring *III* toegevoerd. In serie met deze smoorspoelen zijn twee groote condensatoren geschakeld, waardoor voorkomen wordt, dat de lekweerstanden R_l en R_l' voor gelijkstroom via deze smoorspoelen en de spoelen van de kringen *I* en *III* kortgesloten zouden worden. Van S_1 en S_1' wordt de zelfinductie zoo groot gekozen, dat zij voor de frequentie van de te ontvangen hoogfrequente spanning een hooge impedantie bezitten, terwijl voor de veel lagere middelfrequentie de impedantie van S_1 en S_1' gering is. De capaciteit van de condensatoren C en C_1 wordt zoo klein gehouden, dat deze condensatoren voor middelfrequente wisselspanningen een hooge impedantie hebben, terwijl voor de veel hoogere frequentie van de hoogfrequente wisselspanning de impedantie van C en C_1

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

gering is. Op deze wijze wordt voorkomen, dat de trillingskringen *I* en *III* invloed op elkaar zouden uitoefenen. De kring *III* kan natuurlijk ook gevormd worden door de primaire kring van een middelfrequentie-transformator.

Bij golflengten kleiner dan 1 meter kunnen de trillingskringen *I* en *II* doorgaans niet samengesteld worden uit een spoel en een condensator. Meestal wordt hiervoor een stelsel van parallele geleiders (een Lechersysteem) toegepast, dat van een verschuifbare kortsluiting is voorzien [6]). De lengte van de geleiders, gerekend tot aan deze kortsluiting, moet dan ongeveer ingesteld worden op een oneven aantal kwart-golflengten voor de gewenschte afstemfrequentie.

Door verschillende maatregelen heeft men zoowel het diode-gedeelte als het triode-gedeelte van deze buis zoo gunstig mogelijke eigenschappen voor het gebruik bij decimetergolven gegeven. Allereerst heeft men hiertoe de afstanden tusschen de electroden in beide gedeelten zoo klein mogelijk gemaakt, waardoor de looptijd van de electronen tot een minimum beperkt is. Bij de beide dioden bedraagt de afstand tusschen anode en kathode slechts 0,15 mm. Verder zijn de verbindingen van de electroden met de aansluitpennen zoo kort mogelijk gemaakt. Het triode-gedeelte is als oscillator nog bruikbaar tot een golflengte van 37 cm. Bij gebruik van bijv. de vierde harmonische van de oscillatorspanning kan dus nog frequentietransformatie bij een golflengte van ongeveer 9 cm verkregen worden.

Speciale aandacht is besteed aan de demping, die de buis uitoefent op de aangesloten trillingskringen. Behalve de demping, die ontstaat, wanneer in de dioden een zekere stroom vloeit, welke demping we de actieve demping kunnen noemen en die we in het eerste gedeelte van dit artikel reeds berekenden, is nog een andere dempingsoorzaak aanwezig. Tusschen anode en kathode van iedere diode bestaat nl. een zekere capaciteit, welke capaciteiten in serie aangesloten zijn aan de ingangstrillingskring. In serie met deze capaciteiten staat de weerstand van de aansluitpennen, die een aanzienlijke demping van de genoemde kring kan veroorzaken.

Het normale materiaal voor de constructie van aansluitpennen is chroomijzer. Door het huideffect krijgen uit dit materiaal vervaardigde pennen bij decimetergolven een tamelijk hooge weerstand. Deze kan bijv. voor het gedeelte van een pen, dat in de glaswand loopt, reeds enkele ohms bedragen. Om deze weerstanden te verminderen zijn de chroomijzeren pennen in hun geheel verkoperd. Het gedeelte, dat buiten het glas uitsteekt, is bovendien nog met een laagje zilver bedekt. Het is gebleken, dat hierdoor de demping van de aangesloten kringen aanmerkelijk wordt verlaagd. Vermelding verdient nog het feit, dat de korte-golf-eigenschappen van het triode-gedeelte aanmerkelijk verbeterd kunnen worden, door de anode en (of) het rooster met twee in plaats van met één aansluitpen te verbinden.

Zooals wij reeds berekenden, is de conversieversterking, die bereikt kan worden, wanneer de middelfrequentie-kring direct, dus niet via een transformator, aangesloten wordt, steeds kleiner dan 1. Met de beschreven buis werden in een schakeling volgens fig. 9 metingen van de conversieversterking en van de ingangsdemping uitgevoerd bij een golflengte van het ingangssignaal van 1,2 meter. De oscillatorkring werd hierbij afgestemd op golflengten van 2,4, 3,6 en 4,8 meter, zoodat dus de frequentietransformatie plaats vond door middel van resp. de 2e, 3e en 4e harmonische van de oscillatorspanning. Werd nu een lekweerstand R_l van 50 kilo-ohm gebruikt en de middelfrequentie-kring afgestemd op een frequentie van 30 megaper/sec (golflengte 10 meter), dan werden conversieversterkingen gemeten van resp. 0,63, 0,55 en 0,40 [7]). Wanneer de middelfrequentie-kring afgestemd werd op een lagere frequentie, nl. 10 megaper/sec (golflengte 30 meter),

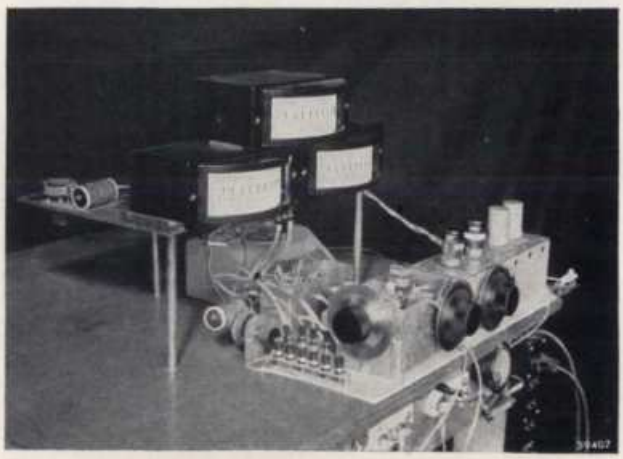

Fig. 10. Opstelling voor het meten van de conversieversterking.

dan bedroegen de gemeten waarden van de conversieversterking resp. 0,68, 0,64 en 0,48. De grootere waarden, die deze laatste metingen aangaven, vinden hun oorzaak in het feit, dat de impedantie van de middelfrequentie-kring (R_0) bij lagere fre-

[6]) Philips techn. T. **6**, 241, 1941.

[7]) Bij een golflengte van 40 cm werden ongeveer dezelfde waarden gemeten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

quentie een hoogere waarde heeft. Zooals verg. (11) aangeeft, moet hierdoor een hoogere conversieversterking ontstaan. Bij de bovenvermelde metingen bedroeg de oscillatorspanning 4 V. De ingangsdemping bedroeg bij het gebruik van een middelfrequentie van 30 megaper/sec ongeveer 5 kilo-ohm, terwijl deze bij een middelfrequentie van 10 megaper/sec ongeveer 7 kilo-ohm bedroeg.

Fig. 10 toont een inrichting voor het meten van de conversieversterking. Het schema van deze inrichting is in *fig. 11* voorgesteld.

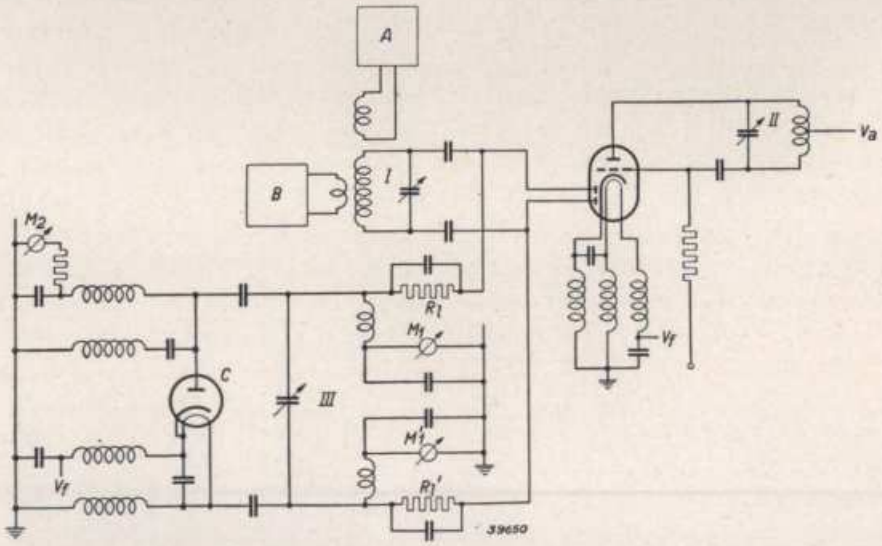

Fig. 11. Schema van de meetopstelling voor het meten van conversieversterkingen. I = hoogfrequentie-kring, II = oscillatorkring, III = middelfrequentie-kring, A = zender, B = selectieve versterker voor het meten van de hoogfrequente spanning tusschen de diode-anoden, C = diode voor het meten van de middelfrequente spanning, M_1 en M_1' = meetinstrumenten voor het meten van de gelijkstroom in de lekweerstanden R_l en R_l', M_2 = meetinstrument voor het meten van de gelijkstroom in de diode C.

Bij de opbouw van een schakeling volgens fig. 9 of fig. 11 dient speciale aandacht besteed te worden aan de symmetrie van ingangs- en uitgangskringen en de hierop aangesloten geleidingen ten opzichte van aarde. Alleen in dit geval is nl. een volkomen onafhankelijkheid van de oscillatorkring II en de beide andere kringen gewaarborgd. Om dit duidelijk te maken zijn in *fig. 12* enkele in de schakeling aanwezige capaciteiten aangegeven. C_{d_1} en C_{d_2}

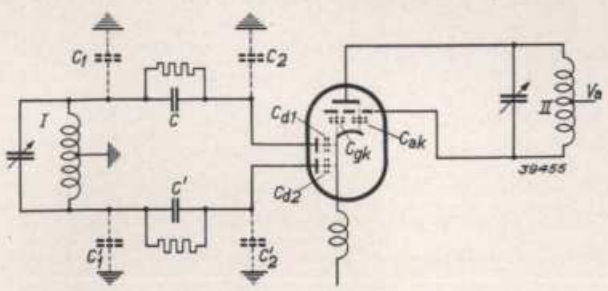

Fig. 12. Schema van de diode-mengbuis, waarin aangegeven verschillende capaciteiten, die in de schakeling een rol spelen.

zijn de capaciteiten van de beide dioden; C_1, C_1', C_2 en C_2' zijn capaciteiten van de bedrading naar aarde, terwijl C_{ak} en C_{gk} de capaciteiten resp. van anode en rooster van het triode-gedeelte naar de kathode voorstellen. Zijn nu C_1 en C_2 gelijk aan C_1' en C_2', dan zal, daar $C_{d_1} = C_{d_2}$, bij aanwezigheid van een wisselspanning tusschen de uiteinden van de trillingskring I geen wisselspanning met de frequentie ω_i tusschen de kathode van de mengbuis en aarde optreden. De hoogfrequente spanning zal dus dan geen invloed kunnen uitoefenen op de oscillatorkring II. Omgekeerd zal bij aanwezigheid van een oscillatorspanning op de kathode, over de trillingskring I geen wisselspanning met de oscillatorfrequentie kunnen ontstaan. De kringen I en II zijn dus volkomen onafhankelijk van elkaar. Zijn daarentegen C_1 en C_2 niet gelijk aan C_1' en C_2', dan is het voorgaande niet meer het geval. Bij aanwezigheid van een wisselspanning tusschen de uiteinden van de kring I zal dan ook op de kathode een wisselspanning aanwezig zijn, die via de capaciteiten C_{ak} en C_{gk} op de oscillatorkring II eveneens een wisselspanning doet ontstaan. Omgekeerd kan dan een op de kathode aanwezige oscillatorspanning ook een wisselspanning over de trillingskring I doen ontstaan. Een gevolg is, dat een verandering in afstemming van één der trillingskringen I of II tevens de afstemfrequentie van de andere kring beïnvloedt, waardoor de instelling zeer bemoeilijkt wordt. Een tweede gevolg is, dat de oscillatorkring II door de aanwezigheid van de kring I gedempt wordt, waardoor het oscil-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

leeren van het triode-gedeelte soms moeilijker wordt.

De noodzakelijkheid van de symmetrische opbouw van de hoogfrequentie-kring *I*, die hierboven werd aangetoond, geldt natuurlijk eveneens voor de middelfrequentie-kring *III* (fig. 9). Zoo zullen bijv. de smoorspoelen S_1 en S_1' zoo nauwkeurig mogelijk aan elkaar gelijk dienen te zijn, terwijl zij ook op dezelfde wijze ten opzichte van met aarde verbonden metalen schermen dienen te worden opgesteld.

Het meten van de hoogfrequente spanning E_i, die tusschen de beide diode-anoden aanwezig is, dient bij metingen, als hier bedoeld, met groote zorgvuldigheid te geschieden. Daar nl. tusschen deze beide anoden behalve de wisselspanning E_i met de frequentie ω_i ook de wisselspanning E_0 met de frequentie ω_0 staat, moet E_i gemeten worden met behulp van een selectieve versterker (*B* in fig. 11) die alleen een wisselspanning met de frequentie ω_i versterkt. De meting wordt nog bemoeilijkt door het feit, dat het ontstaan van een wisselspanning met de frequentie ω_h op de trillingskring *I* practisch nooit volledig te voorkomen is. Bij zeer korte golven en bij frequentietransformatie door middel van de eerste harmonische van de oscillatorspanning is het verschil in afstemfrequentie tusschen de kringen *I* en *II* slechts gering. Hierdoor worden hooge eischen gesteld aan de selectiviteit van de genoemde meetversterker.

Deze versterker wordt geijkt door bij uitgeschakelde oscillator de evenredigheidsfactor te bepalen tusschen de hoogfrequente wisselspanning aan de dioden en de uitslag van een op de versterker aangesloten meetinstrument. De spanning aan de dioden wordt hierbij bepaald uit de in de lekweerstanden vloeiende gelijkstroom.

Een volledige serie buizen voor ontvangst van decimetergolven

Met de ontwikkeling van de beschreven mengbuis is een volledige serie electronenbuizen voor de ontvangst van decimetergolven tot stand gekomen. Deze serie bestaat uit de volgende buizen: de EFF 50 als hoogfrequentie-versterkerbuis, de EF 51 als middelfrequentie-buis en de hierboven beschreven buis als mengbuis. Van de eerste twee buizen werd in dit tijdschrift reeds een uitvoerige beschrijving gegeven [8]).

De balansversterkerbuis EFF 50 kan als hoogfrequentie-versterker gebruikt worden ongeveer tot een golflengte van 50 cm. Tot deze golflengte komt dus het gebruik van de volledige genoemde serie buizen in aanmerking. De golflengte van de middelfrequente trillingen kan van enkele meters tot vele tientallen meters bedragen. Voor golflengten kleiner dan 50 cm is hoogfrequentie-versterking met de buis EFF 50 minder effectief. Men kan dan de beschreven mengbuis als eerste buis in het ontvangtoestel toepassen. Zooals hierboven reeds vermeld werd, kan deze buis tot een golflengte van ongeveer 9 cm worden gebruikt.

[8]) Philips techn. T. **5**, 171 resp. 369, 1940.

Een diode-mengbuis voor batterijvoeding

Behalve de in fig. 8 afgebeelde buis is ook een kortegolf-mengbuis voor batterijvoeding ontwikkeld. Door het hooge gloeistroomverbruik, dat steeds verbonden is aan het gebruik van een indirect verhitte kathode, is nl. de beschreven buis voor voeding uit batterijen minder geschikt. De batterij-mengbuis is daarom van het direct verhitte type. De gloeistroom bedraagt hiervoor slechts 200 mA bij een spanning van 1,2 V tegenover 300 mA bij een spanning van 6,3 V bij het indirect verhitte type. Doordat de gloeidraden in de vorm van een W uitgespannen zijn, kan de afstand tusschen de kathode en de andere electroden niet zoo klein gemaakt worden als bij de indirect verhitte kathode. Hierdoor is bijv. het triode-gedeelte slechts tot een golflengte van 80 cm als oscillator bruikbaar. De beide dioden werken echter ook nog bij aanmerkelijk kleinere golflengten.

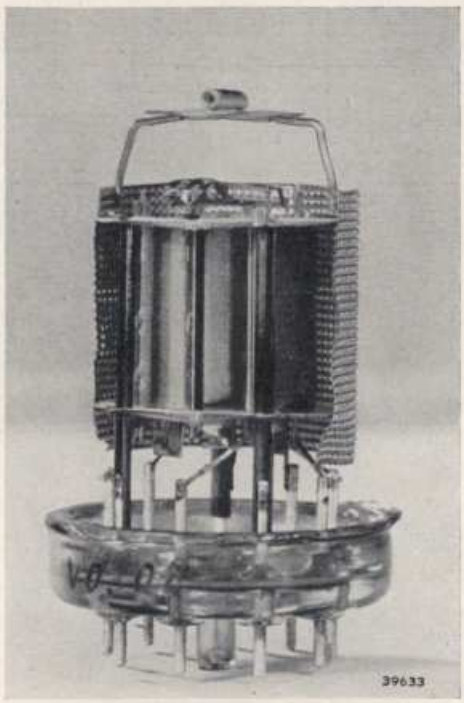

Fig. 13. Binnenwerk van de diode-mengbuis voor batterijvoeding. Een gedeelte van de afscherming, die het geheel omgeeft, is verwijderd.

Fig. 13 geeft een beeld van de inwendige constructie van een laboratoriumuitvoering van de diode-mengbuis voor batterijvoeding. Hierbij is een gedeelte van de metalen afscherming, die de beide dioden en de triode omgeeft, weggeknipt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

HET FLIKKEREN VAN ELECTRISCHE LICHTBRONNEN

door P. J. BOUMA. 621.32

Voor verschillende technische lichtbronnen wordt het verloop der lichtsterkte gedurende een halve periode van de wisselstroom (1/100 sec) gegeven. Nagegaan wordt, in hoeverre deze verandering van de lichtsterkte wordt waargenomen als een flikkering, waarbij twee gevallen worden onderscheiden, nl. de waarneming van rustende en die van bewegende voorwerpen. In het eerste geval blijkt uit metingen van de kritische flikkerfrequentie, die onder verschillende omstandigheden werden verricht, dat men bij lichtbronnen, die op een wisselstroomnet van 50 per/sec branden, slechts bij extreem hooge helderheden het flikkeren van rustende voorwerpen kan waarnemen. In het tweede geval kan de veranderlijke lichtsterkte veel gemakkelijker hinder veroorzaken door het optreden van stroboscopische effecten. De contrasten, die men onder dergelijke omstandigheden in het gezichtsveld waarneemt, worden voor verschillende gevallen berekend.

Inleiding

Indien we een electrische lichtbron (gloeilamp, gasontladingslamp) op een wisselspanning aansluiten, dan zullen spanning en stroomsterkte, en dus ook de hoeveelheid uitgestraald licht, periodieke variaties vertoonen. Onder bepaalde omstandigheden is ons oog in staat om de gevolgen van deze periodieke veranderingen waar te nemen. Wij zeggen in dat geval, dat de lamp flikkert [1]).

Met welk periodental vindt dit flikkerverschijnsel plaats? We nemen bij onze beschouwingen aan, dat de lamp steeds wordt aangesloten op een wisselspanningsnet van 50 per/sec. Verdeelen we de trillingstijd van 1/50 sec in twee helften van 1/100 sec, dan treedt in deze helften — op het teeken na — precies dezelfde spanningsvariatie op. Nu hebben de meeste lichtbronnen de eigenschap, dat in deze beide halve perioden ook de stroomsterkte op het teeken na hetzelfde verloop vertoont en dat de lichtsterkte in de twee halve perioden op dezelfde wijze varieert. Hieruit volgt, dat het aantal perioden van het flikkerverschijnsel in het algemeen niet 50 maar 100 per/sec zal bedragen.

Uitzonderingen op deze regel treden op, wanneer de lichtbron zich in de beide fasen van de wisselspanning niet op dezelfde wijze gedraagt. Dit doet zich voor, wanneer de lamp een gelijkrichterwerking vertoont (het licht van kwikgelijkrichters!), of wanneer bijv. in een gasontladingslamp de beide kathoden niet gelijk zijn. In deze gevallen treden flikkerverschijnselen op met 50 per/sec. Daar deze frequentie van flikkeren zeer veel storender is dan 100 per/sec, zal men steeds probeeren dergelijke onsymmetrieën te vermijden.

Het lichtverloop van eenige lichtbronnen tijdens de periode van $^1/_{100}$ sec

In de *figuren 1-5* ziet men het lichtverloop tijdens een halve periode van de wisselstroom (1/100 sec) voor eenige typen van lichtbronnen, welke in dit laboratorium werden gemeten. Als abscis is de fasehoek φ (in graden uitgedrukt) uitgezet. Als nulpunt van de telling werd steeds het tijdstip gekozen, waarvoor de lichtuitstraling maximaal is. Als ordinaat is gekozen de verhouding van de lichtsterkte I op een bepaald tijdstip tot de maximale lichtsterkte I_0.

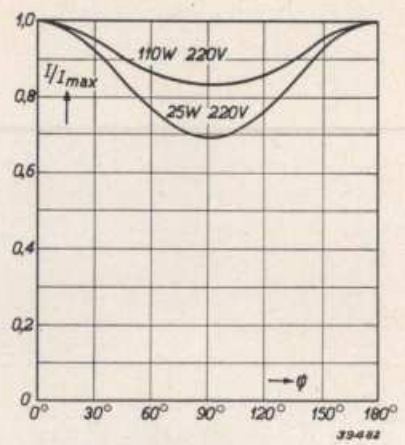

Fig. 1. Lichtverloop van gloeilampen gedurende een halve trillingstijd (1/100 sec), waarin de fasehoek φ der electrische spanning van 0 tot 180° toeneemt.

Fig. 1 heeft betrekking op met gas gevulde gloeilampen. De variatie is hier vrijwel sinusvormig. De grootte van de rimpel van 100 per/sec hangt ten nauwste samen met de warmtecapaciteit van de gloeidraad: we zien dan ook, dat gloeilampen van klein vermogen sterkere variaties geven dan grootere typen.

In *fig. 2* zijn de krommen der lichtvariatie voor verschillende kwiklampen [2,3]) samengevat. We zien, dat bij zeer hooge kwikdrukken (SP 500 W) het gedeelte van de periode, waarin zeer weinig licht wordt uitgestraald, sterk toeneemt.

[1]) Andere flikkerverschijnselen dan de hier genoemde, bijv. het onrustig branden van lichtende vlammen, vallen buiten het bestek van dit artikel.

[2]) Philips techn. T. **1**, 129, 1936.

[3]) Philips techn. T. **2**, 165, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

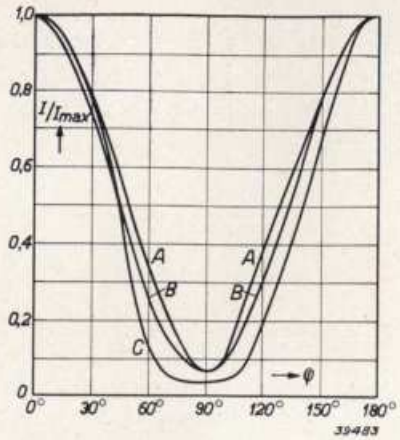

Fig. 2. Lichtverloop van kwiklampen gedurende een halve trillingstijd (1/100 sec) der electrische spanning. *A*) Lage druk kwiklamp. *B*) Type HP 300. *C*) Type SP 500 W.

Fig. 3 heeft betrekking op de menglichtlamp ML 500 [4]). Meet men de lichtsterkte in de richting van de as van de lamp, dan vindt men een veel kleinere variatie dan in een richting loodrecht erop (krommen *A* en *B*). Dit komt doordat in de eerste richting de bijdrage van het gloeilampenlicht relatief veel sterker is dan in de tweede richting. Kromme *C* geeft de variatie van de totale lichtstroom.

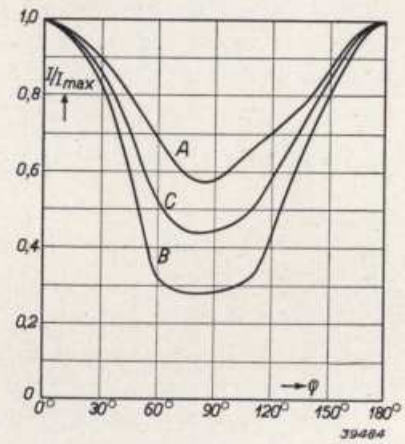

Fig. 3. Lichtverloop van de menglichtlamp ML 500 gedurende een halve trillingstijd (1/100 sec).
A) Gemeten in de richting van de as van de lamp.
B) Gemeten loodrecht op deze richting.
C) Gemiddeld lichtverloop.

In *fig. 4* vindt men het verloop voor lage druk kwiklampen met luminescentie (TL 100 [5]). Vergelijken we deze krommen met fig. 2 (kromme *A*), dan zien we, dat de lichtsterkte van de lamp TL 100 veel minder varieert: tijdens het gedeelte van de periode, waarin de kwikontlading zelf hoegenaamd geen straling uitzendt, licht de luminesceerende stof nog na en vult daardoor het scherpe minimum van fig. 2 gedeeltelijk op. De mate, waarin dit opvullen geschiedt, hangt sterk af van de keuze der luminesceerende stoffen.

Fig. 5 geeft tenslotte het lichtverloop voor de natriumlamp SO 650 [6]). De opvallend onsymmetrische vorm van deze kromme is een gevolg van de zeer lage natriumdampdruk, waarbij de lamp werkt voor het verkrijgen van een hoog rendement.

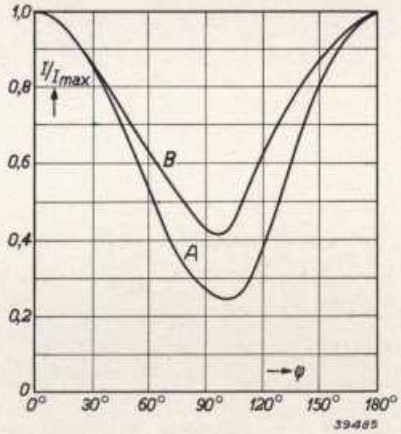

Fig. 4. Lichtverloop van luminescentielampen TL 100 gedurende een halve trillingstijd (1/100 sec) der electrische spanning. *A*) Daglichtlamp. *B*) Lamp met kleurtemperatuur van ca 3500° (warmwit).

Wanneer de stroomsterkte groot is, dan is een groot gedeelte van de natriumdamp geïoniseerd en kan derhalve geen gele lijnen meer uitzenden, zoodat deze dan nog slechts worden geleverd door een dun laagje aan de wand van de ontladingsbuis, terwijl binnenin neonlicht wordt uitgezonden. Het ontstaan en weer verdwijnen van dit wandlaagje geschiedt nu niet symmetrisch gedurende een periode.

We kunnen het lichtverloop van een lichtbron ook vastleggen door de krommen van fig. 1-5 in Fourier-reeksen te ontwikkelen:

$$I = \bar{I}\{1 + a_1 \sin(\omega t + \varphi_1) + a_2 \sin(2\omega t + \varphi_2) + \ldots\} . \quad (1)$$

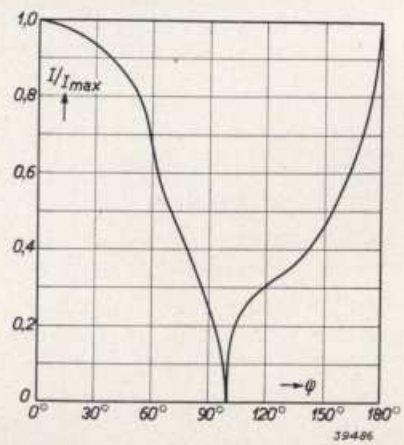

Fig. 5. Lichtverloop van de natriumlamp SO 650 gedurende een halve trillingstijd (1/100 sec) der electrische spanning.

[4]) Philips techn. T. **5**, 353, 1940.
[5]) Philips techn. T. **4**, 353, 1939; **6**, 65, 1941.
[6]) Philips techn. T. **2**, 353, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

Hierin is I de lichtsterkte op een bepaald oogenblik t; $\overline{I}$ de gemiddelde lichtsterkte; a_1, a_2 ... de coëfficienten van de verschillende Fourier-componenten; $\omega = 2\pi$ maal de grondfrequentie (hier 1/100 sec) en φ_1, φ_2 ... zekere faseverschuivingen. Voor de krommen van fig. 1-5 vinden we dan de in *tabel I* opgegeven waarden voor a_1, a_2 en a_3.

Tabel I

Lampsoort	a_1	a_2	a_3
Gloeilamp 110 W 220 V	0,0923	0,007	0,002
„ 75 W 220 V *)	0,123	0,003	—
„ 25 W 220 V *)	0,179	0,016	—
Lage druk kwiklamp *)	0,82	0,078	—
Kwiklamp HO 1000	0,750	0,021	0,017
Kwiklamp HP 300	0,890	0,021	0,006
Kwiklamp SP 500 W	1,126	0,132	0,047
Menglichtlamp ML 500			
A) in de richting van de as	0,244	0,016	0,024
B) in een richting loodrecht erop	0,622	0,045	0,055
C) gemiddeld	0,433	0,030	0,040
Kwiklamp TL 100			
Daglicht	0,569	0,048	0,020
Warmwit	0,391	0,034	0,034
Natriumlamp SO 650	0,710	0,068	0,098
„ SO 400	0,599	0,072	0,098

*) E. G. Andresen, Das Licht **7**, 235, 1937.

Het flikkeren van rustende voorwerpen

Tot dusverre hebben we alleen gesproken over het zuiver physische verschijnsel van het lichtverloop tijdens de periode. Zooals we reeds in de inleiding opmerkten, kan eigenlijk eerst van flikkeren worden gesproken, indien het oog de gevolgen van deze variatie waar kan nemen.

Deze gevolgen kunnen we in twee groote groepen verdeelen:

a) wanneer men een niet-bewegend voorwerp rustig fixeert, dan kan men onder bepaalde omstandigheden de variaties van de helderheid van het voorwerp direct waarnemen;

b) wanneer zich bewegende voorwerpen in het gezichtsveld bevinden, dan kunnen er stroboscopische effecten optreden: men ziet bijv. in plaats van een continu bewegend staafje een heele reeks van afzonderlijke stilstaande beeldjes van het staafje.

We zullen ons eerst met de eerste groep van verschijnselen bezighouden.

Wanneer de omstandigheden (helderheid, frequentie van het flikkeren, grootte van a_1, a_2, a_3 ... enz.) zoo gekozen zijn, dat men een rustend voorwerp ziet flikkeren en men voert nu de frequentie meer en meer op, dan zal men tenslotte het flikkeren zien ophouden. De frequentie, waarbij het flikkerverschijnsel verdwijnt, noemt men de kritische flikkerfrequentie.

Deze kritische frequentie hangt van verschillende omstandigheden af.

In de eerste plaats van de vorm van het lichtverloop tijdens de periode. Uit talrijke proeven met verschillende trillingsvormen is komen vast te staan, dat alleen de grootheid a_1 uit formule (1) hier een rol speelt: de hoogere harmonischen (boventonen) hebben geen invloed op de waarden van de kritische frequentie, tenzij één der boventonen verscheidene malen zoo sterk is als de grondtoon. Dit laatste is blijkens tabel I voor geen der meest voorkomende lichtbronnen het geval: de sterkste boventonen treden op bij de natriumlampen, maar ook hier bedragen zij niet meer dan ca 15% van de grondtoon.

In verband met deze eigenschap kunnen we ons bij het verdere onderzoek beperken tot één bepaalde trillingsvorm. Hiervoor hebben we het volgende lichtverloop gekozen:

De helderheid van het voorwerp bedraagt tijdens de eene helft van de periode B_1, tijdens de andere helft B_2; de gemiddelde helderheid is dus $B = {}^1/_2(B_1 + B_2)$.

Bij een eerste reeks waarnemingen werd $B_2 = 0$ gekozen. Als flikkerend voorwerp werd een ronde witte schijf genomen, die we onder verschillende gezichtshoeken konden waarnemen en waarvan we steeds het middelpunt fixeerden. De omgeving van de schijf was donker. *Fig. 6* toont, hoe onder deze omstandigheden de kritische frequentie n afhangt van de gemiddelde helderheid B en de grootte van de gezichtshoek.

We merken het volgende op:

1) n neemt in het helderheidsgebied van 0,5 tot 200 k/m², dat in de practijk van het meeste belang is, ongeveer lineair toe met log B;

2) naarmate we het gezichtsveld grooter kiezen, vinden wij een hoogere waarde van n.

De eerste eigenschap staat bekend onder de naam van de wet van Ferry-Porter. Eerst bij zeer hooge en zeer lage helderheden treden er duidelijke afwijkingen van de wet op. Wat de helling van de rechte stukken der in fig. 6 geteekende krommen betreft, bestaat er een verrassend goede overeenstemming tusschen de verschillende auteurs. Zoo werden bijvoorbeeld bij zeer zorgvuldige en uitvoerige waarnemingen in Amerika [7]) voor een ge-

[7]) S. Hecht en C. D. Verrijp, Proc. Nat. Acad. Sci. **19**, 522, 1933.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

zichtshoek van 2° hellingen gevonden, die varieerden tusschen 10 en 11, terwijl wij in fig. 6 voor 1,7° tusschen 0,5 en 200 k/m² een gemiddelde helling van 10,8 vinden.

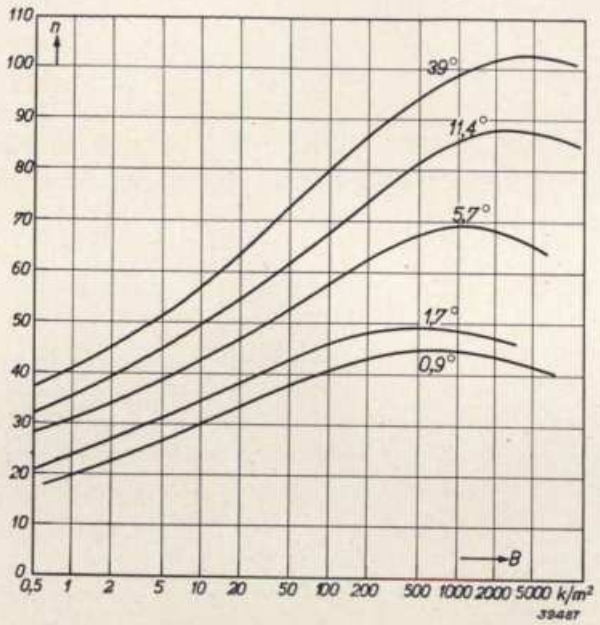

Fig. 6. Kritische flikkerfrequentie n (in per/sec) als functie van de gemiddelde helderheid B, bij cirkelvormige gezichtsvelden, die onder hoeken van 0,9 tot 39° worden gezien. De helderheid was in de eerste helft van de trillingstijd gelijk aan $2B$, in de tweede helft nul. De omgeving van het gezichtsveld was donker.

Het toenemen van n met de grootte van de gezichtshoek hangt samen met het feit, dat de perifere deelen van ons oog gevoeliger zijn voor snelle lichtveranderingen dan het centrale deel van ons oog. We zien verder uit fig. 6, dat we van het flikkeren van rustende voorwerpen practisch nooit last zullen hebben, wanneer het licht met 100 per/sec varieert. Zelfs met het grootste gezichtsveld hebben we nog helderheden van meer dan 1000 k/m² noodig om het flikkeren waar te kunnen nemen. Dergelijke helderheden zullen de verlichte voorwerpen nooit aannemen (voor een helder wit voorwerp zou hiervoor een verlichtingssterkte van ca 4000 lux vereischt zijn). De lichtbronnen zelf zullen dergelijke hooge helderheden wel kunnen vertoonen, maar deze zien wij altijd onder veel kleinere gezichtshoeken, zoodat hier ook bij de hoogste helderheden de kritische frequentie $n = 100$ niet wordt bereikt.

Bij een tweede reeks waarnemingen werd zoowel B_1 als B_2 gevarieerd. Overigens werd op dezelfde wijze waargenomen, met een gezichtshoek van 39°. De resultaten werden op de volgende wijze uitgewerkt. Voor een lichtverloop als boven omschreven vinden we bij ontbinding in Fourier-componenten:

$$a_1 = \frac{4}{\pi}\,\frac{B_1 - B_2}{B_1 + B_2}.$$

Elke waarneming leverde ons dus een bij elkaar behoorend stel waarden voor B, a_1 en n. Het aldus gevonden verband tusschen B, a_1 en n is in *fig. 7* geteekend. Het invoeren van a_1 heeft het voordeel, dat de resultaten ook direct zijn toe te passen op een lichtverloop van andere trillingsvorm. Voor $B_2 = 0$, dit is het eerst onderzochte geval (fig. 6), krijgen wij de maximale waarde $4/\pi$, die a_1 kan aannemen.

We vinden hier hetzelfde resultaat als uit fig. 6, nl. dat we een flikkeren met 100 per/sec pas bij extreem hooge helderheden en slechts voor waarden van a_1 in de buurt van 1 zullen kunnen waarnemen. Heel anders zou de toestand worden, indien het licht met 50 per/sec zou varieeren. Gebruikten we dan bijv. een gasontladingslamp met $a_1 = 0{,}50$, dan zou het flikkeren reeds zichtbaar worden bij een helderheid van ongeveer 10 k/m², dwz. wanneer men een wit vel papier verlichtte met ca 40 lux, terwijl ook bij het gebruik van een gloeilamp met $a_1 = 0{,}20$ geen hoogere verlichtingssterkte dan ca 150 lux toelaatbaar zou zijn.

De laagste waarde van a_1, die we nog kunnen waarnemen, blijkt ongeveer 0,005 te zijn, bij frequenties van 20 à 30 per/sec en helderheden van minstens 100 à 1000 k/m².

Bij de onderzoekingen in het gebied van zeer lage waarden van a_1 stuit men op het verrassende feit, dat er twee kritische frequenties zijn; alleen in het gebied tusschen deze beide frequenties kan men het flikkeren waarnemen. Bij eenig nadenken is dit eigenlijk vanzelfsprekend: indien men de lichtsterkte maar uiterst langzaam laat varieeren, dan zullen we de variatie niet meer waar kunnen nemen. Bij hooge waarden van a_1 en van de „bovenste kritische frequentie" n ligt de „onderste kritische fre-

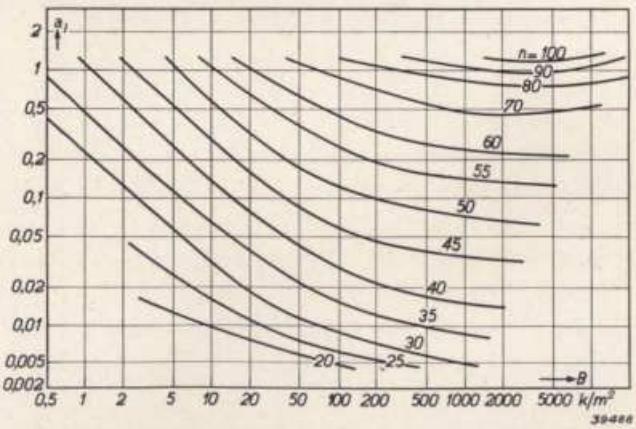

Fig. 7. De helderheid van een cirkelvormige, in een donkere omgeving geplaatste schijf, die we onder een gezichtshoek van 39° waarnemen, varieert met de tijd volgens de formule: $B(t) = B\,(1 + a_1 \sin 2\pi n t)$. De figuur geeft de waarden van a_1 aan (als functie van B en n), waarbij het flikkeren nog juist niet wordt waargenomen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

quentie" veel lager dan n; komt men echter in het gebied van lage a_1 en n, dan komen de twee kritische frequenties steeds dichter bij elkaar te liggen, om tenslotte bij $a_1 \approx 0{,}005$ samen te vallen, zoodat het flikkergebied dan geheel is verdwenen.

Het flikkeren van bewegende voorwerpen

In het voorafgaande is gebleken, dat we bij een variatie der lichtsterkte met 100 per/sec voor het optreden van flikkeren van rustende voorwerpen niet bevreesd hoeven te zijn. Het is daarentegen algemeen bekend, dat wij bij dezelfde frequentie wel degelijk bewegende voorwerpen kunnen zien flikkeren, met andere woorden stroboscopische effecten kunnen waarnemen.

Dit verschijnsel is vrij wat gecompliceerder dan het flikkerverschijnsel bij rustende voorwerpen; in het bijzonder hangt dit samen met het groote aantal variabelen, waarmee men hier rekening heeft te houden. Wanneer we in het onderstaande zullen trachten om een theorie van het verschijnsel op te bouwen, dan zullen we ons ook in vele opzichten beperkingen moeten opleggen. We gaan uit van de in de practijk veel gebruikte methode om na te gaan, of een lichtbron „al of niet flikkert", dwz. wij nemen een licht gekleurd, bij voorkeur glimmend staafje (potlood, schaartje) en bewegen dit snel heen en weer om te zien, of we afzonderlijke beeldjes kunnen waarnemen. Brengen we dit procédé in een wat meer mathematische vorm, dan luidt dit: beweeg een staafje ter dikte d met een snelheid v over een gelijkmatig verlichte achtergrond. Laat het staafje bij een verlichting van 1 lux een helderheid B aannemen, en de achtergrond een helderheid B_0 $(B > B_0)$. Staafje en achtergrond worden beide verlicht met een lichtbron, waarvan het bekend is, hoe de lichtsterkte gedurende de periode T verloopt. Gevraagd worden dan de contrasten, die we in ons gezichtsveld zien optreden.

Wat het verloop van de lichtsterkte betreft, zullen we ons beperken tot de in *fig. 8* geschetste typen. Voor de verdere behandeling van het vraagstuk zijn de volgende tijden van belang:

De trillingstijd T, de „donkerperiode" $D = aT$ en de „passagetijd" $P = d/v$, dwz. de tijd, die het staafje noodig heeft om in zijn geheel een bepaald punt van het gezichtsveld te passeeren. We onderstellen steeds $P < T$; wanneer de passagetijd grooter dan de trillingstijd zou zijn, dan zouden de stroboscopische beeldjes over elkaar vallen en dus zeer onduidelijk worden.

Beschouwen we nu het discontinue verloop van fig. 8, dan moeten wij de vier gevallen *I*, *IIa*, *IIb* en *III* onderscheiden, al naar gelang P grooter of kleiner is dan D en $T-D$.

In elk der vier gevallen moeten we nu nagaan, wat de grootste en de kleinste optredende helderheid in het gezichtsveld is. De in een bepaald punt waargenomen helderheid bestaat uit de helderheid van de achtergrond, die gemiddeld $B_0\,(1-ab)$ bedraagt (voor de beteekenis van a en b zie fig. 8), plus een extra bijdrage, veroorzaakt door het passeeren van het lichtere staafje. Om deze bijdrage te berekenen moeten we bedenken, dat de passagetijd zeer kort is (bijv. 0,005 sec) en dat het oog voor zulke korte

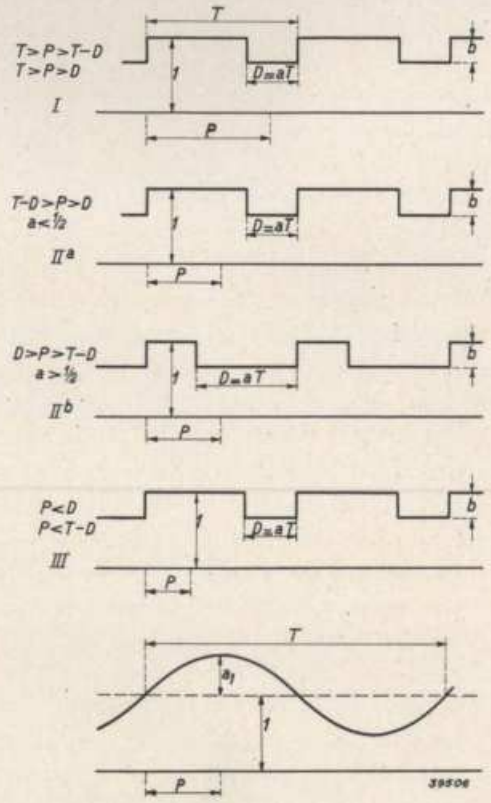

Fig. 8. Verschillende vormen van het lichtverloop, waarvoor de in het gezichtsveld optredende contrasten bij het waarnemen van bewegende voorwerpen werden berekend.
T, D en P zijn resp. de trillingstijd, de donkerperiode en de passagetijd (tijd, waarin het bewegende voorwerp in zijn geheel een bepaald punt passeert).

tijden in staat is om, evenals de fotografische plaat, zijn indrukken op te tellen. Hieruit volgt, dat we de extra bijdrage in een bepaald punt moeten berekenen door de helderheden gedurende de geheele passagetijd te integreeren en het resultaat te deelen door de tijd M, die de grootste tijd voorstelt, waarover het oog nog alle indrukken optelt. Deze tijd M is van de orde van 1/20 sec. Op deze wijze kan men voor elk punt van het gezichtsveld de waargenomen helderheid op elk tijdstip bepalen, en daarna uit al deze helderheden de kleinste en de grootste uitzoeken door de ongunstigste en de gunstigste positie

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

Tabel II

	Helderheidsverschil	Hoogste helderheid	Contrast C
I	$(B-B_0)\frac{(T-P)b}{M}$	$B_0(1-ab)+(B-B_0)\frac{P-b(P+D-T)}{M}$	$b(T-P):\left[\frac{B}{B-B_0}(1-ab)M+P(1-b)+(T-D)b\right]$
IIa	$(B-B_0)\frac{Db}{M}$	$B_0(1-ab)+(B-B_0)\frac{P}{M}$	$bD:\left[\frac{B}{B-B_0}(1-ab)M+P\right]$
IIb	$(B-B_0)\frac{(T-D)b}{M}$	$B_0(1-ab)+(B-B_0)\frac{P-b(P+D-T)}{M}$	$b(T-D):\left[\frac{B}{B-B_0}(1-ab)M+P(1-b)+(T-D)b\right]$
III	$(B-B_0)\frac{Pb}{M}$	$B_0(1-ab)+(B-B_0)\frac{P}{M}$	$bP:\left[\frac{B}{B-B_0}(1-ab)M+P\right]$

van de passagetijd ten opzichte van de donkerperiode uit te kiezen.

Op deze wijze berekenen we voor de vier gevallen de verschillen tusschen de hoogste en de laagste helderheid in het gezichtsveld, welke in *tabel II* zijn opgenomen.

Deelen we deze helderheidsverschillen nog door de, eveneens in tabel II opgegeven, hoogste in het gezichtsveld optredende helderheid, dan vinden we tenslotte het gezochte contrast C in het gezichtsveld, dat in de laatste kolom van tabel II is vermeld.

Deze vier uitdrukkingen voor de contrastwaarden stellen ons in staat om het heele probleem verder te overzien. We kiezen hiertoe eerst eens voor de diverse grootheden de waarden, die bij het in de aanhef genoemde proefje ongeveer optreden, nl.: $T = 0{,}01$ sec, $B = 10\ B_0$, $M = 0{,}05$ sec, $d = 0{,}5$ cm, $v = 100$ cm/sec en $P = 0{,}005$ sec, terwijl wij $b = {}^1/_2$, $a = 0{,}3$ en dus $D = 0{,}003$ sec onderstellen.

We bevinden ons dan in geval *IIa*, en berekenen $C = 0{,}154$. Daarna gaan wij de grootheden B/B_0, v, T, d, b en a achtereenvolgens varieeren en bepalen met behulp van de afgeleide formules het verloop van het contrast. Het resultaat is in *fig. 9* weergegeven. Op iedere kromme is met een stip de waarde aangeduid, waar we in ons voorbeeld van zijn uitgegaan. We kunnen uit deze krommen verschillende conclusies trekken. Zoo leert de eerste kromme, dat we het contrast nog aanmerkelijk kunnen verhoogen door B/B_0 grooter te maken. Dit kunnen we bereiken door een sterker glimmend voorwerp te kiezen. Uit de tweede en vierde kromme zien we, dat v en d vrij goed gekozen waren; door de snelheid iets te verhoogen of de breedte van het staafje iets kleiner te maken, hadden we het contrast nog iets kunnen vergrooten. Verder zien we, dat de bij dit proefje optredende contrasten aanmerkelijk toenemen, indien we T, b of a vergrooten.

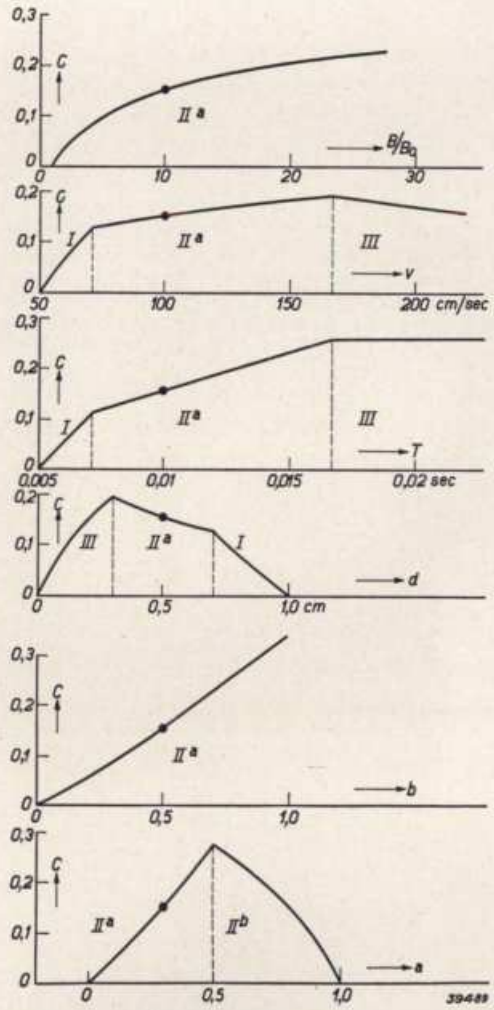

Fig. 9. Verloop van het in het gezichtsveld optredende stroboscopische contrast C bij verlichting volgens de discontinue trillingsvormen van fig. 8, indien wij uitgaan van een bepaald voorbeeld (in de figuren door een stip aangeduid) en achtereenvolgens de volgende grootheden varieeren:

B/B_0 = de verhouding der helderheden van voorwerp en achtergrond.
v = de snelheid, waarmee zich het voorwerp beweegt.
T = de trillingstijd van het in fig. 8 in de eerste vier schetsjes gegeven lichtverloop.
d = de breedte van het bewegend voorwerp, gemeten in de bewegingsrichting.
a en b = de in fig. 8 aangegeven grootheden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

Uit de gevonden betrekkingen is ook direct af te leiden, hoe we bij gegeven T, b en a de andere grootheden moeten kiezen om de effecten zoo duidelijk mogelijk te zien optreden. In de eerste plaats moeten we B/B_0 zoo groot mogelijk maken: een sterk glimmend staafje tegen een zoo donker mogelijke achtergrond. Verder moet de passagetijd P zoo gekozen worden, dat we ons in het gebied *III* bevinden. Dit beteekent, dat men d/v kleiner moet kiezen dan het kleinste van de getallen aT en $(1-a)\,T$. Onder deze gunstige omstandigheden kan men de maximaal bereikbare waarde van het contrast verkrijgen, nl. $C = b$, dus hetzelfde contrast, dat men direct in fig. 8 ziet optreden.

Als tweede voorbeeld beschouwen we een sinusvormig verloop van de verlichtingssterkte, zooals in fig. 8 is aangegeven. De berekening loopt op dezelfde manier; het integreeren over de tijd is hier wat ingewikkelder, maar daar staat tegenover, dat we hier niet gedwongen zijn om vier gevallen te onderzoeken. We vinden voor het contrast C de algemeene formule:

$$C = \frac{2}{\pi} a_1 T \sin\frac{\pi P}{T} : \left[M \frac{B_0}{B - B_0} + P + a_1 \frac{T}{\pi} \sin\frac{\pi P}{T} \right] \cdot \quad (2)$$

Ook hier gaan we van een soortgelijk voorbeeld uit, nl.: $T = 0{,}01$ sec, $a_1 = 0{,}5$, $B = 10\,B_0$, $M = 0{,}05$ sec, $d = 0{,}5$ cm, $v = 100$ cm/sec en $P = 0{,}005$ sec, en gaan de verschillende grootheden weer varieeren. *Fig. 10* geeft de resultaten. Ook hier zien we, dat het contrast nog vergroot had kunnen worden door B/B_0 grooter te kiezen. De grootheden v en d blijken vrijwel hun maximale contrastwaarde te veroorzaken, terwijl het contrast nog aanmerkelijk toeneemt, wanneer we T of a_1 gaan vergrooten.

Zijn de grootheden T en a_1 gegeven, dan vindt men het maximaal bereikbare contrast door B/B_0 weer zoo groot mogelijk te kiezen en $P = d/v$ zoo klein mogelijk. De maximum waarde van C blijkt dan $C = \dfrac{2a_1}{1 + a_1}$ te zijn, dwz. weer het contrast, dat men direct uit fig. 8 afleest.

Nu voor de verschillende trillingsvormen van fig. 8 de contrasten berekend zijn, kunnen we eens nagaan in hoeverre de — voor het flikkeren van rustende voorwerpen geldende — regel hierop toegepast mag worden, nl.: men ontbinde de niet-sinusvormige lichtvariatie in Fourier-componenten en houde alleen rekening met de grondtoon.

Bij dit ontbinden van de in fig. 8 geteekende discontinue trillingsvorm vinden we:

$$a_1 = \frac{2b \sin \pi a}{\pi (1 - ab)} \cdot \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

Is de genoemde regel juist, dan zou men, door deze waarde in (2) in te vullen, een formule voor C krijgen, die dezelfde resultaten zou opleveren als tabel II. Uit de aard van de formule zien we direct, dat dit nooit precies het geval kan zijn. Om een denkbeeld te krijgen van de grootte van de fouten, die men maakt door dit verwaarloozen van de boventonen, berekenen we voor eenige waarden van a en b het contrast op twee manieren, nl. 1) onder verwaarloozing van de boventonen en 2) met behulp van tabel II. Voor de grootheden T, B/B_0, M, d en v nemen we de waarden aan, die we in de beide vroegere voorbeelden gebruikt hebben.

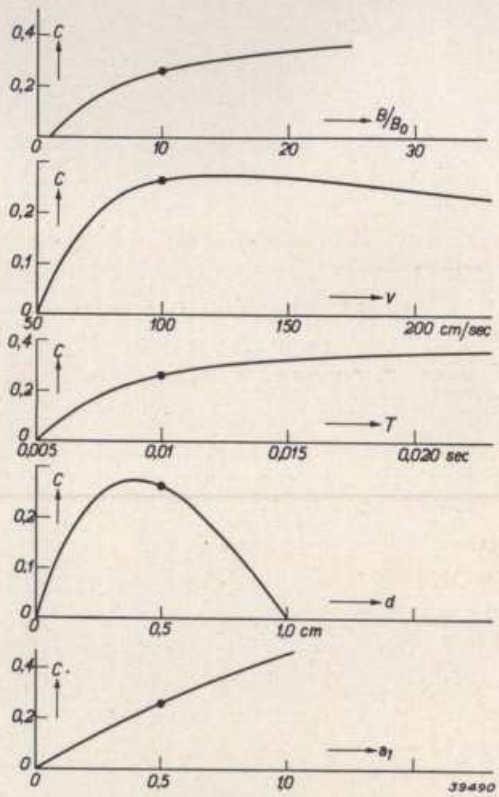

Fig. 10. Hetzelfde als fig. 9, maar voor het continue trillingsverloop volgens het laatste schetsje van fig. 8.

Tabel III geeft de resultaten van deze berekeningen. We zien hieruit, dat we bij verwaarloozing van de boventonen steeds te hooge waarden voor C vinden. Wanneer a niet al te klein is, zijn de afwijkingen niet grooter dan 10%, bij zeer kleine a bedragen de afwijkingen ongeveer 25%.

In het bovenstaande hebben we ons bezig gehouden met het berekenen der optredende contrasten. Om te beoordeelen, of een bepaalde waarde van C als hinderlijk is te beschouwen, moeten we nog door metingen vastleggen, wat onder deze omstandigheden de drempelwaarde voor C is, met andere woorden welk contrast C nog juist door het oog kan worden waargenomen. Tevens zullen deze metingen een contrôle zijn op de juistheid van de theorie: wanneer we nl. verschillende variabelen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

Tabel III

Waarden van het contrast C voor verschillende waarden a en b onder verwaarloozing der boventonen, resp. met behulp van de in tabel II gegeven uitdrukkingen

b \ a	$\rightarrow 0$	0,3	0,7
$\rightarrow 0$	1,20 ab 0,95 ab	0,0311 b 0,0284 b	0,0311 b 0,0284 b
0,3	0,36 a 0,284 a	0,098 0,090	0,110 0,102[4]
0,7	0,84 a 0,66 a	0,242 0,224	0,351 0,326
1	1,20 a 0,95 a	0,364 0,338	0,682 0,642

(a, b, v, d, a_1 enz.) gaan varieeren tot het flikkeren kan worden waargenomen, moeten we telkens ongeveer dezelfde drempelwaarde voor C vinden. Eenige orienteerende metingen leverden bij verlichtingssterkten van ongeveer 100 lux een drempelwaarde van $C = 0{,}10$, berekend bij de onderstelling, dat $M = 0{,}05$ sec is.

We hebben tot nu toe alleen het geval beschouwd, dat een staafje éénmaal het gezichtsveld doorkruiste. Een ander geval treedt op, wanneer een voorwerp zich periodiek beweegt met dezelfde periode, waarin het licht flikkert. Onder deze omstandigheden zullen de stroboscopische beelden meestal zeer duidelijk worden. In vele gevallen ziet men dan contrasten optreden, die dicht bij de maximale waarde $C = b$, resp. $C = \dfrac{2a_1}{1 + a_1}$ liggen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

DE GEVOELIGHEID VAN ANTENNES VOOR PLAATSELIJKE STORINGEN

door P. CORNELIUS. 621.396.67

Hoewel het gebruik van een goede buitenantenne en aardleiding voor het verkrijgen van een goede ontvangst altijd is aan te bevelen, is het aanbrengen hiervan soms om andere redenen niet mogelijk of gewenscht. Kamerantennes geven meestal een slechte verhouding tusschen signaal en storing; in nog sterkere mate geldt dit bezwaar voor een netantenne. Deze laatste heeft echter het groote voordeel, dat het toestel onafhankelijk van een antenne-installatie op ieder stopcontact kan worden aangesloten, een voordeel, dat men ook door een in- of aangebouwde raamantenne kan bereiken.

In dit artikel wordt aangetoond, dat een raamantenne in de meest voorkomende gevallen voor plaatselijke storingen minder gevoelig is dan een capacitieve antenne met hetzelfde opvangend vermogen. Ter verdere vermindering van de gevoeligheid voor storingen zoowel van plaatselijke storingsbronnen als van andere zenders, kan vaak met succes van het richteffect van een raamantenne gebruik worden gemaakt.

Inleiding

Bij normale radio-ontvangtoestellen met netaansluiting wordt steeds het gebruik van een goede buitenantenne en een goede aardleiding aanbevolen. Door het groote opvangend vermogen van deze combinatie kunnen ook zwakke zenders nog met voldoende sterkte ontvangen worden. Bovendien is de verhouding tusschen signaal en ruischen gunstig, waardoor vele zenders zonder ruischen kunnen worden ontvangen, terwijl de gevoeligheid voor plaatselijke storingen (motorstoringen, storingen door schakelaars e.d.) betrekkelijk gering is. Dit laatste vindt zijn oorzaak in het feit, dat het grootste gedeelte van de buitenantenne zich op een betrekkelijk groote afstand van de leidingen van de electrische huisinstallatie bevindt, langs welke leidingen de in het net opgewekte hoogfrequente storingen zich voortplanten.

De verhouding tusschen signaal en storing kan door toepassing van een afgeschermde leiding van de buitenantenne naar het toestel nog verder verbeterd worden [1]).

Tegenover deze voordeelen heeft de buitenantenne echter eenige practische bezwaren, nl.:

1) Bij de installatie van een goede buitenantenne en aardleiding is meestal de hulp van een vakman noodig, wat steeds eenige kosten met zich medebrengt.
2) Het achteraf aanbrengen van draden in een afgewerkte huiskamer en het monteeren van het buitengedeelte van de antenne stuit vaak af op aesthetische bezwaren.
3) Het installeeren van een buitenantenne is in groote steden dikwijls niet mogelijk wegens plaatsgebrek.
4) Het ontvangtoestel moet op de éénmaal gekozen plaats van de antenne-aansluiting blijven staan, terwijl toch dikwijls de wenschelijkheid blijkt om een toestel op verschillende plaatsen te kunnen gebruiken.

In verband met deze bezwaren heeft men reeds vaak getracht bruikbare antennes te construeeren, die één of meer van deze bezwaren niet vertoonen. De meest gebruikelijke vormen van deze antennes zullen wij in het kort bespreken.

a) Een mogelijkheid de met 1) en 3) aangegeven bezwaren op te heffen vormt *een vast geïnstalleerde kamerantenne, waarbij de waterleiding als aardleiding wordt gebruikt*. Hiertegenover staat echter, dat een bepaald toestel met een kamerantenne steeds een aanmerkelijk grootere gevoeligheid voor storingen heeft dan met een goede buitenantenne door de betrekkelijk geringe afstand tusschen antenne en lichtnet. De gevoeligheid en de verhouding tusschen signaal en ruischen zullen desniettegenstaande meestal bevredigend blijven.
b) Teneinde ook de met 2) en 4) aangeduide bezwaren op te heffen kan men *de aardleiding weglaten en de antenne een lengte van slechts enkele meters geven*. Zij kan dan eenvoudig daar opgehangen of op de grond gelegd worden, waar men het toestel wil plaatsen. Als aardverbinding werkt de capaciteit van het chassis tegenover het net en de omgeving. Een dergelijke antenne werkt doorgaans onbevredigend; de gevoeligheid en de verhouding tusschen signaal en ruischen worden slecht en het niveau van de plaatselijke storingen wordt zeer hoog.
c) Een ideale oplossing van de problemen 1)-4) vormt de *netantenne zonder aardleiding*. Hierbij is echter niet alleen de gevoeligheid meestal klein, maar ook het storingsniveau buitengewoon

[1]) Hierdoor ontstaat weliswaar een zekere verzwakking van het werkzame signaal, zoodat de gevoeligheid en de verhouding tusschen signaal en ruischen iets achteruit gaan, zie Philips techn. T. 4, 333, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

hoog, daar de antenne-aansluiting voor hoogfrequentie direct met één van de netleidingen verbonden is. De netantenne geeft dan ook doorgaans vrij onbevredigende resultaten.

De raamantenne

Ook de raamantenne vormt een oplossing van de genoemde bezwaren. Deze blijkt zich, vergeleken met de andere hierboven genoemde vormen van verplaatsbare antennes, gunstig te onderscheiden, zoowel wat betreft de gevoeligheid als met betrekking tot het storingsniveau.

In verband met de gevoeligheid zij het volgende opgemerkt:

Het is bij het ontwikkelen van ontvangtoestellen, die bestemd zijn om met een losse antenne gebruikt te worden, nooit bekend, welke electrische gegevens de antennes bij de gebruikers van de toestellen zullen hebben. Om ontoelaatbare verstemmingen van de eerste afstemkring bij het aansluiten van verschillende antennes te vermijden is het noodzakelijk de antenne betrekkelijk los met deze kring te koppelen. Hierdoor wordt echter slechts een gedeelte van de energie, die de antenne kan afgeven, aan de eerste kring toegevoerd. Daarentegen liggen van een vast in of aan de kast gebouwde raamantenne de electrische gegevens vast, zoodat men deze zeer sterk met de eerste kring kan koppelen zonder dat gevaar voor verstemming door capaciteitsvariatie bestaat. Hierdoor geeft een goed geconstrueerde raamantenne doorgaans een grootere gevoeligheid en een betere verhouding van signaal en ruischen dan een kleine verplaatsbare „normale" antenne. Bovendien blijkt, dat een raamantenne veelal minder storingen opvangt dan een andere antenne, die voor een ver verwijderde zender dezelfde ontvangsterkte vertoont. Teneinde van dit opmerkelijk verschijnsel een verklaring te kunnen geven, beschouwen we in hetgeen volgt eerst enkele eigenschappen van het electromagnetische veld van zenders en storingsbronnen, alsmede eenige eigenschappen van ontvangantennes.

Het electromagnetische veld van electrische en magnetische stralingsbronnen

Een electromagnetisch wisselveld kan opgewekt worden door verschillende typen stralingsbronnen, waarbij men als grensgevallen electrische en magnetische stralingsbronnen kan onderscheiden. De eerste wekken in eerste instantie electrische wisselvelden op door een wisselspanning toe te voeren aan een open condensator (antenne), terwijl de laatste in eerste instantie magnetische wisselvelden opwekken met behulp van een wisselstroom, die een spoel met een groot oppervlak doorloopt. Tengevolge van de veranderlijkheid van deze velden ontstaat bij de electrische stralingsbron tevens een magnetisch veld, terwijl omgekeerd de magnetische stralingsbron ook een electrische veldsterkte zal opwekken. Deze velden worden echter pas op eenige afstand van de stralingsbron van belang, zooals wij hieronder nog zullen zien. De meest gebruikte zenders zijn van het electrische type, dat in geïdealiseerde vorm voorgesteld kan worden als een dipool met aan de einden geconcentreerde capaciteit (*fig. 1*). Hertz heeft met behulp van de vergelijkingen van Maxwell de electrische veldsterkte F en de magnetische veldsterkte H in het electromagnetische veld van een dergelijke dipool berekend. Bij gebruik van eenheden van Giorgi luiden de vergelijkingen voor F en H in een punt, gelegen in het middenloodvlak van de dipool (zie fig. 1):

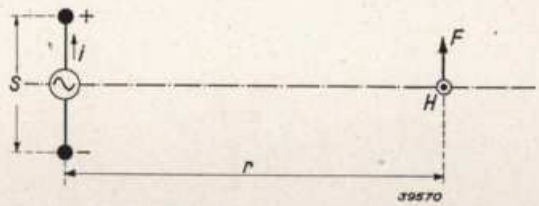

Fig. 1. Geïdealiseerde electrische stralingsbron, voorgesteld als dipool met aan de uiteinden geconcentreerde capaciteit. F en H stellen de electrische en de magnetische veldsterkten voor, r is de afstand van de zender tot het beschouwde punt. H is naar voren gericht en derhalve aangegeven door een cirkel met een punt er in.

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{p}{r^3} + \frac{\dot{p}}{cr^2} + \frac{\ddot{p}}{c^2 r}\right) \text{ (volt/meter)}, \quad . \quad (1)$$

$$H = \frac{c}{4\pi}\left(\frac{\dot{p}}{cr^2} + \frac{\ddot{p}}{c^2 r}\right) \text{ (ampere/meter)}, \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Hierin is:

p het electrisch moment van de dipool (in coulomb × meter), dat gedefinieerd is als het product van de grootte van de beide electrische ladingen en hun afstand. Dit electrisch moment is gelijk aan het koppel in wattsec (1 wattsec = 10^5 dyne meter), dat de dipool zou ondervinden, als deze zou worden geplaatst in een electrisch veld met een sterkte van 1 V/m, waarvan de krachtlijnen loodrecht op de as van de dipool staan,

$\dot{p}$ de eerste afgeleide van p naar de tijd in seconden,

$\ddot{p}$ de tweede afgeleide van p naar de tijd,

$c = 3 \cdot 10^8$ m/sec, de lichtsnelheid,

r de afstand van het beschouwde punt tot de dipool, in meters,

$\varepsilon_0 = \frac{10^7}{4\pi c^2} = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} \left(\frac{\text{Asec}}{\text{Vm}}\right)$, de zg. absolute di-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

electrische constante, dwz. de diëlectrische constante voor vacuum.

Als we aannemen, dat tusschen de uiteinden van de dipool, die een afstand s bezitten, een sinusvormige wisselstroom i met de hoekfrequentie ω vloeit, wordt

$$p = \frac{i}{\omega} s \text{ (A sec m)},$$
$$\dot{p} = i\,s \text{ (A m)},$$
$$\ddot{p} = \omega\, i\, s \text{ (A m/sec)}.$$

De gegeven formules gelden alleen, indien $s \ll r$ en $s \ll \lambda$, waarbij λ de golflengte is.

De formules (1) en (2) zijn ook te gebruiken voor zenders, waarbij het veld opgewekt wordt tusschen een antenne en aarde. Men kan dan de streep-puntlijn in fig. 1 beschouwen als het ideaal geleidende aardoppervlak, loodrecht op de as van de dipool. De benedenhelft van de figuur vervalt, terwijl de velden in de bovenhelft geen wijziging ondergaan.

De magnetische stralingsbron kan in geïdealiseerde vorm voorgesteld worden door een spoel, bestaande uit n windingen, waarin een electrische stroom vloeit (*fig. 2*). De formules voor

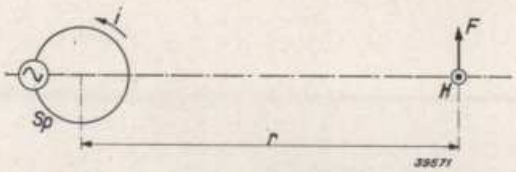

Fig. 2. Geïdealiseerde magnetische zender, voorgesteld door een spoel van n windingen met een oppervlak O; de as van de spoel staat loodrecht op het vlak van teekening; F en H symboliseeren de electrische en de magnetische veldsterkte in het veld van de loopende golf. r is de afstand tusschen de zender en het beschouwde punt. H is naar voren gericht en derhalve aangegeven door een cirkel met een punt er in.

de electrische en de magnetische veldsterkte in een punt, gelegen in het vlak van de spoel, zijn gegeven door de vergelijkingen:

$$H = \frac{1}{4\pi\mu_0}\left(\frac{m}{r^3} + \frac{\dot{m}}{cr^2} + \frac{\ddot{m}}{c^2 r}\right) \text{(A/m)} \quad . \quad . \quad (3)$$

$$F = \frac{c}{4\pi}\left(\frac{\dot{m}}{cr^2} + \frac{\ddot{m}}{c^2 r}\right) \text{(V/m)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Hierin is:

m het magnetische moment van de spoel, dat gedefinieerd is als het product van het oppervlak van de spoel (in m²), het aantal windingen en de stroomsterkte (in A). Dit magnetische moment is gelijk aan het koppel in wattsec, dat de spoel zou ondervinden, wanneer zij geplaatst zou worden in een magnetisch veld met een sterkte van 1 A/m, waarvan de krachtlijnen in het vlak van de spoel liggen,

$\dot{m}$ de eerste afgeleide van m naar de tijd in sec,

$\ddot{m}$ de tweede afgeleide van m naar de tijd,

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \left(\frac{\text{V sec}}{\text{Am}}\right)$, de zg. absolute magnetische permeabiliteit.

Voor een sinusvormige wisselstroom i is

$$m = \mu_0\, n\, i\, O \text{ (Vsec m)},$$
$$\dot{m} = \mu_0\, n\, i\, O\, \omega \text{ (Vm)},$$
$$\ddot{m} = \mu_0\, n\, i\, O\, \omega^2 \text{ (Vm/sec)}.$$

Ook hier moeten de afmetingen van de stralingsbron klein zijn ten opzichte van r en λ.

Voor den lezer, die niet aan het gebruik van de absolute diëlectrische constante en de absolute permeabiliteit gewend is, zij het volgende opgemerkt:

De capaciteit van een vlakke condensator, waarbij de afmetingen van de condensatorplaten (O) groot zijn ten opzichte van hun afstand d, is

$$C = \varepsilon_0 \frac{O}{d}\left(\frac{\text{A sec}}{\text{V}} = \text{farad}\right),$$

waarbij O/d in meters wordt uitgedrukt.

Voeren we door een langgerekte cylinderspoel met een doorsnede O en een lengte l, waarover n windingen gelijkmatig verdeeld zijn, een gelijkstroom i, dan heeft het magnetische veld in de spoel de sterkte ni/l (A/m). Dit veld is gericht volgens de as van de spoel, en wel zoo, dat de stroomrichting in de spoel en de veldrichting tezamen de beweging van een rechtsche schroef aangeven. Hierbij is ondersteld, dat de afmetingen van de doorsnede van de spoel klein zijn ten opzichte van de lengte, dwz. het veld in de spoel is, behalve aan de uiteinden, practisch homogeen. De zelfinductie van deze spoel is

$$L = \mu_0 n^2 \frac{O}{l}\left(\frac{\text{Vsec}}{\text{A}} = \text{henry}\right),$$

waarbij O/l weer in meters is uitgedrukt.

Vergelijking van electrische en magnetische stralingsbronnen

Wanneer we een punt beschouwen, dat op een zoo groote afstand van een electrische stralingsbron gelegen is, dat

$$\frac{\ddot{p}}{c^2 r} \gg \frac{\dot{p}}{cr^2} \gg \frac{p}{r^3} \text{ dwz. } r \gg \frac{\lambda}{2\pi},$$

dan is volgens (1) en (2)

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\ddot{p}}{c^2 r} \text{ (V/m)}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

$$H = \frac{c}{4\pi}\frac{\ddot{p}}{c^2 r} \text{ (A/m)}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

De verhouding tusschen F en H is dus:

$$\frac{F}{H} = \frac{1}{\varepsilon_0 c} = 4\pi c \cdot 10^{-7} \text{ (V/A)} \quad . \quad . \quad (7)$$

Beschouwen we nu een punt op een zoodanige

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

afstand van een magnetische stralingsbron, dat

$$\frac{\ddot{m}}{c^2 r} \gg \frac{\dot{m}}{cr^2} \gg \frac{m}{r^3},$$

dus weer $r \gg \lambda/2\pi$, dan is volgens (3) en (4)

$$H = \frac{1}{4\pi\mu_0}\frac{\ddot{m}}{c^2 r}\ (\mathrm{A/m}), \quad . \ . \ . \ . \quad (8)$$

$$F = \frac{c}{4\pi}\frac{\ddot{m}}{c^2 r}\ (\mathrm{V/m}). \quad . \ . \ . \ . \ . \quad (9)$$

en dus weer:

$$\frac{F}{H} = \mu_0 c = 4\pi c \cdot 10^{-7}\ (\mathrm{V/A}) \ . \quad (10)$$

Uit (7) en (10) volgt, dat op een voldoend groote afstand van een electrische en een magnetische zender tusschen de electrische en de magnetische veldsterkte een constante verhouding bestaat, welke in beide gevallen dezelfde is. Het electromagnetische veld op een zoodanige afstand van de zender noemt men het veld van de loopende golf. In dit veld zijn F en H in fase en staan loodrecht op elkaar en op de voortplantingsrichting. Deze komt overeen met de verplaatsing van een rechtsche schroef, die van F naar H wordt gedraaid. Wanneer de waarnemer zich zoo ver van de zender bevindt, dat hij alleen met dit veld te maken heeft, zou men voor de in fig. 1 en 2 geteekende toestand de electrische en de magnetische zender kunnen verwisselen, zonder dat dit op het veld ter plaatse van den waarnemer invloed zou hebben. Als in beide gevallen i dezelfde waarde heeft, zou voor een spoel met één winding

$$O = \frac{c}{\omega} s = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot s$$

moeten zijn, terwijl de fase in de zenders zoodanig ingesteld zou moeten worden, dat de bovenste helft van de dipool zijn grootste positieve spanning heeft op hetzelfde oogenblik, als de stroom in de spoel, linksom loopend, zijn maximale waarde bereikt.

Thans zullen wij een punt beschouwen, dat veel dichter bij de zender is gelegen en wel zoo dicht, dat bij de electrische zender geldt:

$$\frac{\ddot{p}}{c^2 r} \ll \frac{\dot{p}}{cr^2} \ll \frac{p}{r^3}$$

en bij de magnetische zender:

$$\frac{\ddot{m}}{c^2 r} \ll \frac{\dot{m}}{cr^2} \ll \frac{m}{r^3},$$

hetgeen in beide gevallen neerkomt op: $r \ll \lambda/2\pi$. In dit geval is voor de electrische zender:

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{p}{r^3}\ (\mathrm{V/m}). \quad . \ . \ . \ . \quad (11)$$

$$H = \frac{\dot{p}}{4\pi r^2}\ (\mathrm{A/m}), \quad . \ . \ . \ . \ . \quad (12)$$

zoodat de verhouding tusschen F en H wordt:

$$\frac{F}{H} = \frac{p}{\varepsilon_0 r \dot{p}} = \frac{1}{\varepsilon_0 c} \cdot \frac{\lambda}{2\pi r}\ (\mathrm{V/A}). \ . \ . \quad (13)$$

Uit (7) en (13) volgt, dat in deze nabijheid van een electrische zender de verhouding van electrische tot magnetische veldsterkte $\frac{\lambda}{2\pi r}$ maal grooter is dan op groote afstand in het gebied van de loopende golf.

In de nabijheid van een magnetische zender is:

$$H = \frac{1}{4\pi\mu_0}\frac{m}{r^3}\ (\mathrm{A/m}), \ . \ . \ . \ . \quad (14)$$

$$F = \frac{\dot{m}}{4\pi r^2}\ (\mathrm{V/m}), \quad . \ . \ . \ . \ . \quad (15)$$

zoodat de verhouding tusschen F en H wordt:

$$\frac{F}{H} = \frac{\mu_0 r \dot{m}}{m} = \mu_0 c \frac{2\pi r}{\lambda}\ (\mathrm{V/A}) \ . \ . \ . \quad (16)$$

Uit (10) en (16) volgt, dat in de nabijheid van een magnetische zender de verhouding van electrische tot magnetische veldsterkte $\frac{\lambda}{2\pi r}$ maal kleiner is dan op groote afstand in het gebied van de loopende golf.

Uit het bovenstaande blijkt dus het bekende feit, dat op een voldoend kleine afstand van een electrische stralingsbron practisch uitsluitend een electrisch veld optreedt en in de nabijheid van een magnetische stralingsbron practisch uitsluitend een magnetisch veld. Feitelijk worden deze velden beschreven door de wetten van Coulomb en van Biot-Savart.

Capacitieve en inductieve ontvangantennes

Evenals men bij de zenders als grensgevallen de electrische en de magnetische stralingsbron kan onderscheiden, kan men bij de ontvangst onderscheid maken tusschen capacitieve en inductieve antennes.

Een gewone capacitieve antenne kan, zooals bij fig. 1 besproken is, voorgesteld worden door de helft van een dipool, loodrecht op het aardoppervlak, met een aan het einde geconcentreerde capaciteit C tegenover aarde (*fig. 3*). Bevindt deze antenne zich in een stralingsveld met een electrische

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

veldsterkte F, dan verkrijgen wij aan het open benedeneinde een wisselspanning

$$V = \int_0^{s/2} F ds = F \frac{s}{2} \text{ (V)} \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

V is dus onafhankelijk van ω. De kortsluitstroom van de antenne bedraagt:

$$I = V \cdot \omega \cdot C \text{ (A)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

De grootte van de in fig. 3 aangegeven magnetische veldsterkte H heeft op V resp. I geen invloed.

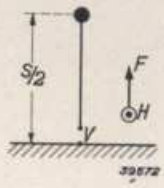

Fig. 3. Capacitieve antenne, schematisch voorgesteld als halve dipool met aan de top geconcentreerde capaciteit. $s/2$ is de afstand top-aarde, F en H zijn resp. de electrische en de magnetische veldsterkte ter plaatse.

Deze antenne vormt dus een indicator voor de sterkte van een electrisch wisselveld in de richting van de dipool.

Een inductieve ontvangantenne (raamantenne) is in *fig. 4* schematisch voorgesteld door een spoel, bestaande uit één winding. De zelfinductie van de spoel is L_1, het oppervlak is O en de as van de spoel loopt evenwijdig met H.

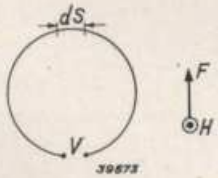

Fig. 4. Geïdealiseerde voorstelling van een inductieve ontvangantenne (raamantenne). F en H zijn resp. de electrische en de magnetische veldsterkte ter plaatse.

In een magnetisch wisselveld worden de magnetische krachtlijnen omgeven door gesloten electrische krachtlijnen, waarvan de lijnintegraal van de veldsterkte langs een gesloten kromme, bijv. langs de door ons beschouwde spoel, gegeven is door de tweede wet van Maxwell:

$$V = \int F ds = \mu_0 O \dot{H} \text{ (V)}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

De grootte van de in fig. 4 geteekende electrische veldsterkte heeft hierop geen invloed. De raamantenne vormt dus een indicator voor de sterkte van een magnetisch wisselveld in de richting van de normaal op het raamvlak.

Als we een sinusvormig magnetisch wisselveld onderstellen, verkrijgen we tusschen de open einden van de spoel een wisselspanning:

$$V = \mu_0 \cdot O \cdot \omega H \text{ (V)}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

terwijl de kortsluitstroom van de spoel is:

$$I = \frac{V}{\omega L_1} = \mu_0 \cdot \frac{O}{L_1} \cdot H \text{ (A)} \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

Deze is dus onafhankelijk van ω.

Maakt men de spoel onder aanhouding van de vorm niet uit één maar uit n windingen, dan wordt de spanning een factor n grooter, terwijl de kortsluitstroom een factor n kleiner wordt, omdat de zelfinductie met n^2 is toegenomen ($L_n = n^2 L_1$). Onderstellen wij verder, dat wij te maken hebben met het stralingsveld van een loopende golf, dan kunnen wij met behulp van verg. (7) H in F uitdrukken en verkrijgen daardoor voor de open spanning V en de kortsluitstroom I:

$$V = \frac{\omega}{c} \cdot n \cdot O \cdot F \text{ (V)},$$

$$I = \frac{1}{c} \cdot \frac{nO}{L_n} \cdot F \text{ (A)}.$$

Opgemerkt dient nog te worden, dat de gegeven formules alleen gelden, als de afmetingen van de antennes klein zijn ten opzichte van de beschouwde golflengte.

Het veld van een plaatselijke storingsbron

Een plaatselijke storingsbron, bijv. een stofzuiger met een vonkende motor, wekt onregelmatige hoogfrequente trillingen op. De ontvangst van een zich in de nabijheid bevindend radiotoestel zal gestoord worden door componenten van deze trillingen, die met de ingestelde golflengte overeenkomen. Daar de storingsbron zich meestal op een kleine afstand van het gestoorde toestel bevindt, kan de verhouding F/H sterk verschillen van de waarde, die deze verhouding voor veraf gelegen zenders heeft. Het is nu van belang om te weten, of voor een storingsbron F/H doorgaans kleiner dan wel grooter is dan in het veld van een loopende golf. In het eerste geval zal met het oog op een storingsvrije ontvangst de capacitieve antenne de voorkeur verdienen, in het laatste geval is de raamantenne te prefereeren. Het is dus in dit verband noodzakelijk om na te gaan, of een storingsbron zich hoofdzakelijk als een electrische dan wel als een magnetische stralingsbron gedraagt. Dit blijkt afhankelijk te zijn van de loop van de toevoerdraden.

Storend werkt vrijwel uitsluitend de zg. „asymmetrische" component van de opgewekte stoorstroomen, d.i. een stroom, die via de capaciteit van de storingsbron naar aarde en via de uit de grond komende, gedeeltelijk in metalen buizen liggende toevoerdraden naar de storingsbron terugvloeit

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

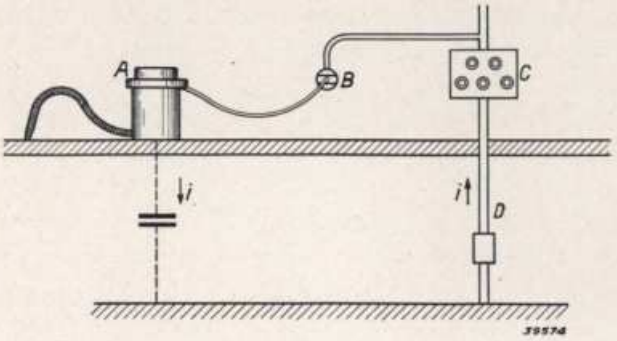

Fig. 5. Loop van de asymmetrische component van de stoorstroom van een vonkende stofzuiger op de eerste verdieping. *A* stofzuiger, *B* stopcontact, *C* schakelbord, *D* hoofdleiding van het net.

(*fig. 5*) [2]). Geïdealiseerd voorgesteld kunnen de vier in *fig. 6* voorgestelde gevallen van ligging der draden voorkomen.

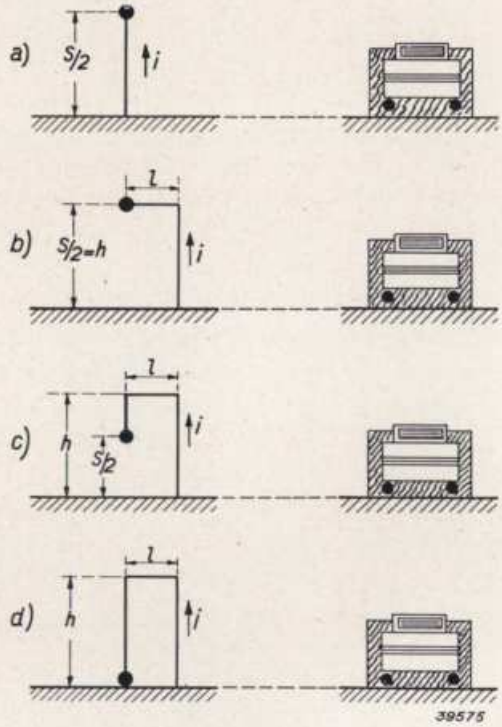

Fig. 6. Geïdealiseerde voorstelling van de ligging van de toevoerdraden naar een storingsbron. De storingsbron gedraagt zich in geval *a* als een electrische zender en in geval *d* als een magnetische zender. In de gevallen *b* en *c* gedraagt zich de storingsbron als een combinatie van een electrische en een magnetische zender. Het toestel duidt de plaats van de ontvangantenne aan (afstand *r* van de storingsbron).

In het geval *a* gedraagt de storingsbron zich als een electrische zender, terwijl deze zich in geval *d* als een magnetische zender zal gedragen. In de gevallen *b* en *c* daarentegen, welke wel de meest voorkomende gevallen zijn, zal de storingsbron zich gedeeltelijk als een magnetische, gedeeltelijk als een electrische zender gedragen. De verhouding tusschen deze beide, dus ook de verhouding tusschen het electrische en het magnetische veld van de veroorzaakte storing, hangt af van de onderlinge verhouding van l, h en $s/2$.

Wij zullen thans een vergelijking maken tusschen de storing, die ondervonden wordt bij gebruik van een ontvangtoestel met raamantenne en een toestel met capacitieve antenne, die zich op de in fig. 6 aangegeven plaats ten opzichte van een storingsbron bevinden. Hiertoe onderstellen wij de toestellen zoodanig ingericht, dat zij, geplaatst in de loopende golf van een zender, die zich ten opzichte van het toestel in dezelfde richting bevindt als de storingsbron, dezelfde roosterwisselspanning aan de eerste buis opleveren. Bevinden de ontvangtoestellen zich nu zoo dicht bij de storingsbron, dat $r \ll \frac{\lambda}{2\pi}$, dan zal in het geval van fig. 6*a* de verhouding tusschen signaal en storing voor het raam beter zijn dan voor de capacitieve antenne, omdat de electrische veldsterkte F, waarop de capacitieve antenne reageert, in verhouding tot de magnetische veldsterkte, waarop de raamantenne reageert, volgens (13) $\lambda/2\pi r$ maal grooter is dan in de loopende golf van de te ontvangen zender.

Voor het geval *d* zou juist de capacitieve antenne beter zijn dan het raam; dit geval zal echter in de practijk zelden worden aangetroffen. Voor de gevallen *b* en *c*, waar wij met een combinatie van een electrische en een magnetische zender te maken hebben, zullen we berekenen, welke afmetingen l en h in verhouding tot $s/2$ moeten hebben om F en H op de afstand r dezelfde verhouding te geven als in het veld van een loopende golf. In dit geval zal nl. de gevoeligheid voor storingen voor beide toestellen dezelfde zijn.

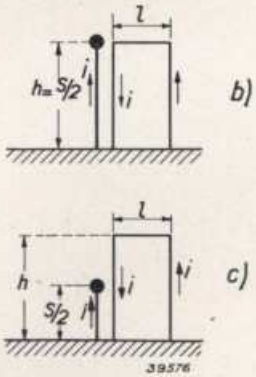

Fig. 7. Vervangingsschema's voor de figuren 6*b* en *c*. De open lus is gesloten; de eindcapaciteit bevindt zich practisch op dezelfde plaats in de ruimte, doch nu als eindcapaciteit van een halve dipool, waarvan de verticale stroomgeleider zich in de onmiddellijke nabijheid van het toegevoegde gedeelte van de lus bevindt. De stroom in deze dipool is in sterkte gelijk en in richting tegengesteld aan die in het genoemde toegevoegde stuk.

[2]) Zie Philips techn. T. **3**, 239, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

De gevallen *b* en *c* uit fig. 6 zijn equivalent met de vervangingsschema's, die in *fig. 7b* en *c* getekend zijn. Hier is de open lus vervangen door een gesloten lus (d.i. een magnetische stralingsbron) en een halve dipool in de onmiddellijke nabijheid van het toegevoegde stuk van de lus. De stroom in deze dipool is in grootte gelijk en in richting tegengesteld aan die in het genoemde toegevoegde stuk.

In de nabijheid van de storingsbron is de electrische veldsterkte F_s vrijwel uitsluitend bepaald door het electrische moment van de combinatie. Deze veldsterkte is gegeven door (11), waarin $p = i\,s/\omega$. De magnetische veldsterkte, die vrijwel uitsluitend bepaald is door het magnetische gedeelte van de combinatie, is in de nabijheid gegeven door (14), waarin $m = \mu_0\, i\, l\, h$.

Aangezien wij de verhouding van F_s en H_s gelijk willen stellen aan die in een loopende golf, geldt volgens verg. (7):

$$F_s = \frac{1}{\varepsilon_0 c}\, H_s.$$

Door substitutie van F_s en H_s uit (11) en (14) in deze vergelijking vinden we bij gebruik van de bovengenoemde waarden voor p en m:

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{i\,s}{\omega r^3} = \frac{1}{\varepsilon_0 c} \cdot \frac{1}{4\pi\mu_0} \cdot \frac{\mu_0\, i\, l\, h}{r^3}$$

en dus

$$l = \frac{c}{\omega} \cdot \frac{s}{h} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{s}{h}.$$

De horizontale lengte van de toevoerleiding zou dus in geval *b*, waar $h = s/2$, gelijk aan λ/π moeten zijn, voordat de raamantenne met betrekking tot de storingsgevoeligheid in het nadeel komt tegenover de capacitieve antenne. Als we voor het geval *c* bijv. $h = s$ aannemen, zou dit bij een lengte $l = \lambda/2\pi$ het geval zijn. Voor het midden- en langegolf-gebied zou hiervoor een lengte van enkele tientallen meters noodig zijn, wat uiteraard zelden zal voorkomen.

Nu is in het bovenstaande aangenomen, dat de raamantenne zich ten opzichte van de storingsbron in de meest ongunstige conditie bevindt, nl. dat de gewenschte zender en de storingsbron zich ten opzichte van het ontvangtoestel in dezelfde richting bevinden. Wanneer dit niet het geval is, kan het effect van een plaatselijke storing vaak nog belangrijk verminderd worden door gebruik te maken van het bekende richteffect van de raamantenne.

In de practijk blijkt dan ook in de meeste gevallen, dat voor het midden- en lange golf gebied de gevoeligheid voor storingen van een goed geconstrueerde raamantenne belangrijk kleiner is dan die van een capacitieve kamerantenne.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

HARDGLAZEN RÖNTGENBUIZEN IN OLIE

door J. H. van der TUUK. 621.386.1

Sedert het invoeren van hard glas is men erin geslaagd, de afmetingen van de geheel glazen röntgenbuizen aanzienlijk te verkleinen. Plaatst men de buis, om den gebruiker tegen de hoogspanning te beveiligen, in een geaard metalen omhulsel, dan kan men de ruimte tusschen buis en omhulsel vullen met olie, wat de spanningszekerheid en de warmteafvoer ten goede komt. Door doelmatige constructie van de anode lukt het dan de buizen geschikt te maken voor zeer hooge continue belastingen. Verschillende volgens deze principes ontwikkelde röntgenbuizen voor medische diagnostiek, therapie en materiaalonderzoek worden in dit artikel beschreven.

De röntgenbuizen, die men 10 of 20 jaren geleden nog algemeen gebruikte, waren feitelijk geen „buizen", maar konden eerder als „röntgenballons" worden aangeduid, gezien de vorm van het glazen vat, waarin de electroden werden ondergebracht (*fig. 1*). Deze ballonvorm ontsproot uit de wensch,

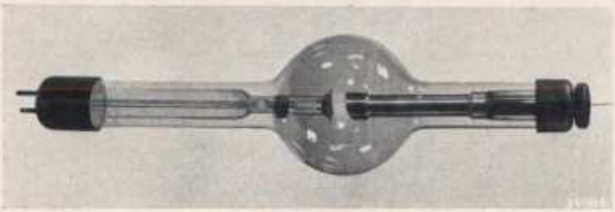

Fig. 1. Een röntgenbuis, zooals deze omstreeks 1920 werd gebruikt. Door de buikige vorm heeft het glazen vat minder te lijden van het bombardement door secundaire electronen.

de glazen wand op eenige afstand te houden van de electrode, waarop door het electronenbombardement de röntgenstraling werd opgewekt. Was nl. de afstand te klein, dan ging de glaswand zeer intensief fluoresceeren, hetgeen voor de levensduur van het instrument minder gunstig bleek: de beschieting van de wand door secundaire electronen, die de oorzaak van het fluoresceeren was, bracht tevens een geleidelijke vernieling van het glas door verhitting en electrolytische aantasting mede en deed uit het glas gassen vrijkomen, waardoor het vacuum in de buis geleidelijk achteruit ging en tenslotte meestal doorslag door de glaswand optrad.

Het vergrooten van de afstand tusschen electrode en wand, waardoor men dit gevaar trachtte te verminderen, was op zichzelf geen zeer gelukkige oplossing. De nadeelen deden zich vooral gevoelen, toen men besefte, dat het voor de practijk noodzakelijk was om den gebruiker volledig tegen de röntgenstraling buiten de nuttige kegel en tegen de hoogspanning te beveiligen. De buikige vorm der röntgenbuizen maakte het ondoenlijk om de hiervoor vereischte looden mantels en geaarde metalen omhulsels aan te brengen, daar dit tot veel te omvangrijke en kostbare constructies voerde.

Het eerst werd hierin een principieele verbetering gebracht door de constructie van de zg. metalen buizen [1]). Hierbij is de ontladingsruimte, waar de secundaire electronen vandaan komen, door een chroomijzeren cylinder omgeven, waaraan glazen manchetten zijn gelascht, die voor de isolatie van de electroden dienen. Daar de metalen cylinder in hooge mate ongevoelig is voor het electronenbombardement, kon hier met een kleine diameter van de cylinder worden volstaan.

Later gelukte het ook de afmetingen van de geheel glazen buizen aanzienlijk te verkleinen, waarbij vooral de toepassing van hard glas een belangrijke rol speelde. Hard glas is in het algemeen veel beter bestand tegen electronenbombardement, daar het niet zoo sterk electrolyseert als de zachte glassoorten en een veel grootere electrische weerstand en doorslagvastheid heeft. Door de groote weerstand houdt het glas, dat door een electronenbombardement negatief geladen wordt, deze lading vast en stoot daardoor verdere electronen af. Bovendien heeft hard glas een veel kleinere lineaire warmteuitzettings-coëfficient dan het normale zachte glas, nl. ca $45 \cdot 10^{-7}$/°C in plaats van ca $90 \cdot 10^{-7}$/°C, zoodat het minder neiging tot springen vertoont bij plaatselijke verhitting.

Evenals het voor de constructie der buizen met metalen middenstuk een noodzakelijke voorwaarde was, dat het chroomijzer ongeveer dezelfde uitzettingscoëfficient heeft als de daarbij gebruikte normale glazen, was het ook voor de constructie der hardglazen buizen van groot belang om voor het maken van de betrekkelijk groote anodedoorvoeringen over legeeringen te beschikken, waarvan de thermische uitzettingen goed bij die van het hard glas passen. Een legeering van ijzer, nikkel en cobalt voldoet aan deze eisch over het geheele temperatuurgebied van ongeveer 0 °C tot voorbij het verweekingsinterval van het hard glas.

Neemt men in aanmerking, dat zoowel bij de

[1]) A. Bouwers, Fortschr. Röntgenstr. **32**, 41, 1924; Radiology **13**, 191, 1929.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

„metalen" als bij de hardglazen buizen de grondgedachte is, de door secundaire electronen getroffen buiswand uit een hiertegen beter bestand materiaal te maken, en dat in beide gevallen ook wel hulpmiddelen worden toegepast om het aantal secundaire electronen, dat op de buiswand terecht kan komen, te beperken, dan lijkt er thans tusschen de twee soorten buizen niet zoo heel veel verschil meer te bestaan. Toch heeft men bij de verdere ontwikkeling der buizen, wanneer men hiervan een voor hoogspanning en stralen beveiligd geheel wil maken, in de beide gevallen verschillende constructieve mogelijkheden. Bij de eerstgenoemde buizen kan het geaarde, meestal met een gasvormig of vloeibaar isolatiemateriaal gevulde omhulsel bevestigd worden aan het, eveneens geaarde, chroomijzeren middenstuk. Dit dient dan tevens als een natuurlijk houvast voor het ophangen van de buis, terwijl ook de looden mantel, die bescherming tegen de stralen geeft, direct hierop wordt aangebracht. Bij de hardglazen buizen moet het omhulsel meer los van de buis worden aangebracht. Doorgaans vult men dan de ruimte tusschen de buis en het geaarde metalen omhulsel met een vloeibaar isolatiemateriaal, en wel bij voorkeur met transformatorolie, hetgeen gunstig is met het oog op de spanningszekerheid en de warmte-afvoer van de buis.

Nadat in dit tijdschrift reeds verschillende soorten van „metalen" buizen zijn behandeld [2]), zullen we nu ook eenige uitvoeringsvormen van in olie werkende hardglazen röntgenbuizen beschrijven. We beperken ons daarbij in dit artikel tot buizen met stilstaande anode.

Buis voor medische diagnostiek

Spanningszekerheid

In *fig. 2* geven we een schematische doorsnede van een hardglazen röntgenbuis, die door Philips voor algemeene diagnostiek-doeleinden wordt vervaardigd. *Fig. 3* laat een foto van een dergelijke buis zien. Wat dadelijk opvalt, zijn de geringe afmetingen van de buis: de glazen buis is ca 13 cm lang. Toch is deze korte buis voor de grootste in de diagnostiek gebruikelijke gelijk- en wisselspanningen, nl. tot 100 kV_{max} geschikt, mede dank zij de hooge doorslagvastheid van de olie, waarin de buis zich tijdens het bedrijf bevindt. Deze doorslagvastheid, die voor goede versche transformatorolie ca 200 kV/cm bedraagt, kan bij doelmatige be-

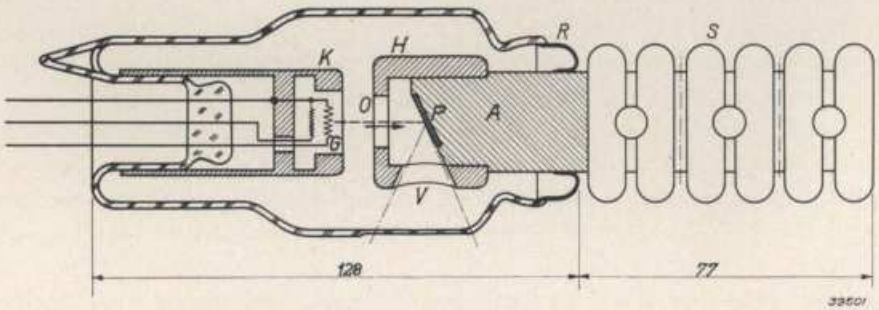

Fig. 2. Doorsnede van hardglazen diagnostiekbuis, iets vereenvoudigd. De kathode *K* met gloeidraad *G* is door middel van een brugje in de buis bevestigd, terwijl de anode *A* via een ring *R* van een ijzer-nikkel-cobalt legeering aan de buis is gelascht. Op de schuine voorkant van de anode bevindt zich de zg. pastille van wolfraam (*P*), waarop de van *G* afkomstige electronen worden gefocusseerd. Deze electronen treden door de opening *O* van de anodekap *H*, welke de uit de brandvlek vrijkomende secundaire electronen opvangt. De röntgenstralen kunnen door de opening *V* naar buiten treden. Voor de koeling is buiten op de anode de radiator *S* bevestigd, waarvan de afmetingen bepaald worden door het gewenschte doorlichtvermogen (zie hieronder). Met de hier geteekende radiator weegt de buis ca 1,5 kg.

Fig. 3. Foto van de in fig. 2 in doorsnede geteekende röntgenbuis. (Anode-aansmelting en radiator zijn hier een weinig anders geconstrueerd.)

[2]) J. E. de Graaf en W. J. Oosterkamp, Een röntgenbuis voor het onderzoek van kristalstructuren, Philips techn. T. **3**, 263, 1938; J. H. van der Tuuk, De „Rotalix"-buis voor röntgendiagnostiek, Philips techn. T. **3**, 296, 1938; J. H. van der Tuuk, Een röntgenbuis voor 1 millioen volt, Philips techn. T. **4**, 161, 1939; H. A. G. Hazeu, Kleine apparaten voor medische röntgendiagnostiek, Philips techn. T. **6**, 225, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

handeling zelfs voor langdurig gebruikte olie nauwelijks beneden 60 kV/cm dalen en blijft ook op de kruipweg langs de glazen wand altijd nog ca 15 kV/cm. Een doorslag buitenom is dus bij spanningen van 100 kV uitgesloten en inderdaad wordt dan ook de grens van de spanningszekerheid van de buis niet hierdoor bepaald, maar door de verschijnselen, die zich binnen de buis afspelen. Bij gelijkspanning betreft het daarbij in hoofdzaak het bombardement van de buiswand door secundaire electronen, bij wisselspanning komt hier nog bij het gevaar van terugslag.

Om de secundaire electronen, die uit de brandvlek op de anode vrijkomen, zoo goed mogelijk tegen te houden, is de vóórkant van de anode (de wolfraam-„pastille", waarop de primaire electronenbundel wordt gefocusseerd) omgeven door een koperen schermkap H, welke slechts twee betrekkelijk nauwe openingen heeft: één bij O om de primaire electronen binnen te laten en één bij V om de nuttige röntgenstralenbundel naar buiten te laten treden (de kap werkt dus tevens reeds als een zekere, zij het nog niet voldoende, bescherming tegen röntgenstralen in andere richtingen). De laatstgenoemde opening is niet grooter dan overeenkomt met een tophoek van $2\times19°$ van de röntgenstralenkegel, daar het vóórvlak van de anode 19° helt [3]), zie fig. 2. Dank zij de geringe grootte van deze opening bleek het niet noodig, de hierdoor uittredende secundaire electronen door een metaalfolie van de wand af te houden; de nuttige röntgenstralen behoeven dus niet door een dergelijk folie te worden verzwakt. Tegelijkertijd heeft men het voordeel, dat men door de opening de brandvlek kan zien en dus eventueele defecten gemakkelijk kan constateeren. De afstand tusschen de anodekap en de kathode bedraagt 10 mm, zoodat, rekening houdende met de aanwezigheid van geringe oneffenheden, de veldsterkte op de electroden bij 100 kV nog ver onder de grens van 10^7 V/cm blijft, waarbij electronen door „koude emissie" uit schoone metaaloppervlakken kunnen worden vrijgemaakt [4]). Ook deze bron van vagebondeerende electronen, die op de buiswand terecht kunnen komen, is dus uitgeschakeld.

Wat het gevaar van terugslag bij bedrijf op wisselspanning betreft, dit wordt eveneens door de aanwezigheid van de anodekap aanzienlijk verkleind. De terugslag berust op de mogelijkheid, dat in de negatieve fase, d.i. de periodehelft, waarin de gloeidraad positief en de pastille negatief is, electronen uit de nog heete brandvlek worden getrokken en, versneld door de buisspanning van bijv. 100 kV, op de subtiele gloeidraad — in ons geval een wolfraamdraad van 200 μ diameter — terecht komen. Dit zal bijv. gebeuren, wanneer door een toevallige sterke overbelasting in de positieve fase de brandvlek tijdelijk in zijn geheel of plaatselijk te heet geworden is. Door dit ongewenschte electronenbombardement wordt nu de gloeidraad in de negatieve fase oververhit, in de eerstvolgende positieve fase wordt daardoor de emissie hooger en de brandvlek derhalve nog sterker belast, enz. Het onmiddellijk resultaat is dus een lawine-achtig proces van over en weer sterkere oververhitting van pastille en gloeidraad, zoodat in het algemeen de gloeidraad doorbrandt en de buis defect raakt. Een doelmatig geconstrueerde anodekap vermindert nu zeer sterk de veldsterkte ter plaatse van de brandvlek en bijgevolg de kans op terugslag.

Een ander middel om terugslag te bestrijden bestaat in het excentrisch plaatsen van de gloeidraad. De eventueel door de brandvlek in de negatieve fase geëmitteerde electronen vliegen dan niet naar de gloeidraad, maar treffen op andere, minder kwetsbare gedeelten van de kathode. Ook in ons geval wordt van deze omstandigheid geprofiteerd, daar de buis een zg. dubbele brandvlek bezit: in de kathode zijn naast elkaar (dus eenigszins excentrisch, *fig. 4*) twee naar keuze in te schakelen gloeidraden aangebracht, waarmede een normale brandvlek van $3{,}1\times3{,}1$ mm² dan wel een, voor speciale doorlichtings- en opnametechnieken gewenschte, zeer kleine brandvlek van $0{,}3\times0{,}3$ mm² kan worden verkregen.

Belastbaarheid bij opnamen

Bij het maken van röntgenopnamen wordt met bepaalde gestandaardiseerde momentbelastingen van de buis gewerkt, die nog afhangen van de grootte van de gebruikte brandvlek. Bij een brandvlek van $3{,}1\times9{,}3$ mm² ware grootte (d.i. bij een helling van de pastille van 19° een schijnbare grootte van $3{,}1\times3{,}1$ mm²) zijn deze momentbelastingen: 6 kW gedurende 1 sec, 4 kW gedurende 5 sec, bij bedrijf met pulseerende gelijkspanning. De pastille wordt dus bij belichtingen van 1 sec belast met ongeveer 200 watt/mm². Door de wolfraam-pastille op een flinke massa koper aan te brengen, beperkt men de temperatuur van de brandvlek bij zoo'n belasting tot de uit het oogpunt van verdamping nog goed toelaatbare waarde van ca 2300 °C.

De brandvlektemperatuur stelt zich zoo snel in,

[3]) Deze hellingshoek beteekent, dat men een lijnvormige brandvlek met een lengte gelijk aan driemaal de breedte gebruikt; zie hiervoor het eerste in [2]) aangehaalde artikel.

[4]) Zie bijv. W. Ch. van Geel, Sperlaaggelijkrichters, Philips techn. T. 4, 104, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

dat men kan zeggen, dat zij door de momenteele waarde van de belasting wordt bepaald. Dientengevolge mag bij bedrijf met wisselspanning de topwaarde van de stroom niet grooter zijn dan ongeveer de stroom bij gelijkspanning. Anderzijds

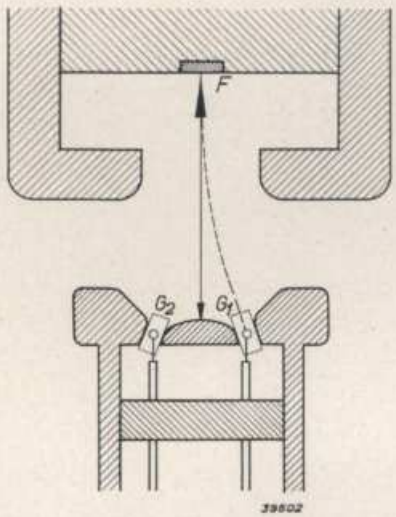

Fig. 4. De kathode van de beschreven buis bevat twee gloeispiralen G_1 en G_2, die — ter verkrijging van twee in grootte verschillende brandvlekken — naar keuze ingeschakeld kunnen worden. Door de excentrische plaatsing van de gloeispiralen is er minder kans op terugslag, daar de eventueel door het electrische veld uit de heete brandvlek F getrokken electronen niet op de spiraal, maar elders op de kathode terecht komen. Dit is niet in strijd met het feit, dat bij omgekeerd veld de uit de spiraal komende electronen naar de brandvlek vliegen, want de banen der electronen zijn tengevolge van de traagheid in het algemeen niet omkeerbaar. (Zie: J. H. van der Tuuk, Physica **10**, 231, 1930.)

heeft de snelle instelling van de brandvlektemperatuur tot gevolg, dat bij een maximale temperatuur van ca 2300 °C in de positieve periode de brandvlek in de negatieve periode al voldoende is afgekoeld om geen terugslag te veroorzaken; de topstroom bij wisselspanning behoeft derhalve ook niet kleiner te zijn dan de stroom bij gelijkspanning. De toelaatbare gemiddelde specifieke belasting is dus bij wisselspanning ongeveer de helft van die bij gelijkspanning: de gestandaardiseerde momentbelastingen voor de genoemde brandvlekgrootte zijn hier 3 kW gedurende 1 sec en 2,2 kW gedurende 5 sec.

Tijdens de opname wordt nog slechts weinig warmte door de anode aan de omgeving afgestaan, de anode moet dus een voldoende warmtecapaciteit hebben om bij de aangegeven kortstondige hooge belastingen niet in haar geheel te warm te worden. De anode weegt bij onze buis, inclusief de in fig. 2 zichtbare radiator, ca 1000 gram, de soortelijke warmte van koper is 0,094 cal/g °C, de warmtecapaciteit is dus 94 cal/°C. Bij een gelijkspanningslast van 4 kW gedurende 5 seconden ontvangt de anode in totaal 20 000 Wsec ≈ 5000 cal. De temperatuur van de anode in haar geheel stijgt dus slechts met ruim 50°. Zelfs wanneer men verschillende opnamen kort na elkaar maakt, treedt derhalve nog geen overmatige temperatuurverhooging op, temeer waar de afvoer van de ontwikkelde warmte zeer begunstigd wordt door de olie, waarin de geheele buis is geplaatst.

Belastbaarheid bij doorlichten

Bij het doorlichten, waarbij de röntgenbuis min of meer continu wordt belast, wordt het toelaatbare vermogen nagenoeg geheel bepaald door de warmte-afvoer, die we in het vorige hoofdstuk nog vrijwel konden verwaarloozen. Dientengevolge hangt het doorlichtvermogen, behalve van de buis zelf, nog zeer sterk af van de constructie van het vat, waarin zich de buis bevindt, en van de wijze van koelen.

Bij geforceerde oliekoeling door middel van een pomp zou de beschreven kleine buis een continue belasting van 1 à 2 kW kunnen verdragen. Dit is veel meer dan ooit bij medische doorlichtingen voorkomt; gewoonlijk is hier niet meer dan ca 180 W noodig (nl. bij maagdoorlichtingen, die met 85 kV, 3 mA worden verricht), terwijl bovendien deze belasting in de meeste gevallen slechts intermitteerend optreedt, met ongeveer een verhouding 1 : 2 tusschen zuivere belastingstijd en tusschenpoozen. De gemiddelde (continue) belasting is derhalve meestal niet hooger dan ongeveer 60 W. Hierdoor is het mogelijk om af te zien van geforceerde oliekoeling en te volstaan met de koeling door de natuurlijke strooming in de olie binnen het omhulsel, wat de eenvoud van de constructie zeer ten goede komt. We zullen nu het koelingsprobleem nog wat nader beschouwen.

Door de koeling moet in hoofdzaak aan twee eischen worden voldaan: ten eerste mag de anodedoorvoering van de röntgenbuis niet zoo heet worden, dat het glas in gevaar komt, ten tweede moet de temperatuur van het omhulsel van de buis voldoende laag blijven, opdat de gebruiker zich niet brandt, wanneer hij de buis aanraakt. Voor het eerste zal een temperatuur van bijv. 200 °C nog toelaatbaar zijn, voor het tweede moet men eischen, dat de temperatuur niet hooger ligt dan ca 60 °C, dus ongeveer 40° boven de kamertemperatuur. Wordt de koeling door tusschenkomst van olie bewerkstelligd, dan komt er nog als verdere eisch bij, dat de olietemperatuur niet belangrijk boven 100 °C mag stijgen. Het is nl. bekend, dat bij hoogere temperaturen olie in aanraking met metalen (vooral koper en lood) spoedig bederft, door verzuren, drabvorming enz., met als gevolg

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

een lagere doorslagspanning en een slechtere warmte-overdracht [5]).

Beschouwen we eerst de als tweede genoemde eisch. De warmte-afgifte van metaal aan lucht bedraagt ongeveer 0,001 watt per cm² en per graad temperatuurverschil. Om 60 W aan de lucht af te geven bij niet meer dan 40° temperatuurverschil, moet dus het geaarde omhulsel van de buis een oppervlak van 1500 cm² hebben. Dit is met een betrekkelijk klein en daardoor tamelijk licht omhulsel te bereiken: het in *fig. 5* weergegeven, uit messingblik geconstrueerde omhulsel weegt tezamen met buis en olie, echter zonder kabel, slechts ruim 7 kg.

Fig. 5. Omhulsel voor de in fig. 2 en 3 afgebeelde röntgenbuis. Men ziet de twee groote hoogspanningsdoorvoeringen, de opening voor het uittreden van de röntgenstralen, links twee rubberslangetjes om desgewenscht de in het omhulsel aangebrachte koelspiralen op de waterleiding te kunnen aansluiten, rechts laagspanningssnoer voor de automatische uitschakeling van de hoogspanningsgenerator bij overbelasting.

Is daarmee voor het omhulsel een temperatuur van niet meer dan 60 °C gewaarborgd, zoo kan men door doelmatige constructie er voor zorgen, dat ook voor de stroomende olie de temperatuur nergens noemenswaardig hooger zal zijn, behalve in een dunne laag vlak bij de radiator.

Deze radiator, die voor warmte-overdracht van het anodelichaam aan de olie moet zorgen, is goed geleidend op de anode aangebracht en bezit een oppervlak van ongeveer 200 cm². De warmte-afgifte van metaal aan olie, voor gevallen van natuurlijke strooming in een betrekkelijk kleine ruimte, bedraagt volgens hier verrichte metingen ca 0,03 W per cm² en per graad temperatuurverschil. Deze waarde geldt voor een olietemperatuur van ca 60 °C; bij hoogere temperatuur neemt de warmte-afgifte toe, dank zij de daling van de viscositeit, die een betere strooming toestaat. Met deze warmte-afgifte berekent men, dat voor het afvoeren van 60 W de radiator ca 10° warmer moet zijn dan de olie. We moeten echter nog bedenken, dat het vermogen van 60 W een gemiddelde belasting voorstelt, ontstaan door intermitteerende belasting 1 : 2 met 180 W. Hierbij kunnen we weliswaar aannemen, dat de temperatuur van de stroomende olie, met zijn groote warmtecapaciteit, alleen door de gemiddelde belasting wordt bepaald, dus 60 °C bedraagt; in en vlakbij de radiator daarentegen, waar zich het temperatuurevenwicht veel sneller instelt, moet de temperatuur in de werkperiode worden berekend voor een 180/60 = 3 maal zoo groote warmte-afgifte. In de werkperiode wordt derhalve het temperatuurverschil tusschen radiator en olie 30°, zoodat we voor de radiator een temperatuur van 60+30 = 90 °C vinden.

Dit is de temperatuur, gemiddeld over het geheele oppervlak van de radiator. In deze radiator, die een lengte heeft van 7,5 cm, treedt ook een temperatuurverval op. Dit bedraagt in ons geval voor een afvoer van 180 W (werkperiode) ca 20°, zoodat het uiteinde van de radiator ca 10° kouder, het begin 10° warmer dan het gemiddelde zal zijn. In de buurt van de insmelting treedt dus een temperatuur van ca 100 °C op, hetgeen ook op de lange duur gemakkelijk kan worden toegelaten.

Voor die gevallen, waarin men met 180 W intermitteerend 1 : 2 niet uitkomt, hetgeen soms in zeer drukke klinieken zal voorkomen, zou het omhulsel van 1500 cm² oppervlak de ontwikkelde warmte niet zonder overschrijding van de toelaatbare temperatuur kunnen afvoeren. Om de buis ook voor 150 à 180 W continu geschikt te maken, zou men een omhulsel van ca 4000 cm² oppervlak moeten bouwen. Men kan echter ook met het handige kleine omhulsel van fig. 5 blijven werken, wanneer men hierin de olie koelt, wat op bekende wijze kan geschieden door binnen het omhulsel een vaste koelspiraal aan te brengen, waardoorheen men bij de genoemde hoogere belasting water uit de waterleiding laat stroomen. Deze oplossing werd door ons gekozen. De aansluiting aan de waterleiding geschiedt door twee dunne rubberslangetjes langs één der toch al aanwezige hoogspanningskabels. Overigens maakt de warmtecapaciteit van

[5]) Om het bederven van de olie tegen te gaan, wordt in de literatuur vertinnen van koperen onderdeelen aanbevolen. Wijzelf hebben zeer goede ervaringen opgedaan met verchromen. Bovendien is het belangrijk de olie van te voren goed te ontgassen en haar tijdens het bedrijf niet met lucht en vocht in aanraking te laten komen. Door het volkomen gesloten omhulsel is dit laatste in ons geval afdoende voorkomen. Toch zal men goed doen, bij dergelijke constructies de electrische veldsterkte nergens hooger dan ca 50 kV/cm te kiezen — een eisch, waaraan in ons geval eveneens is voldaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

het geheel, dat men de buis, uitgaande van de koude toestand, ook zonder de waterkoeling ongeveer 15 minuten lang met 180 W kan belasten. Dan eerst is de toelaatbare grens van de temperatuur bereikt, hetgeen is te zien aan een wijzer, verbonden aan een, in de omhulling aangebrachte, expansie-veerdoos (de olie zet ca 0,07% per graad uit; zie ook het laatste in noot [2]) aangehaalde artikel). Belast men te sterk, dwz. expandeert de veerdoos nog verder, dan schakelt deze door middel van een schakelaar automatisch de primaire spanning van de hoogspanningstransformator uit.

Bij gebruik van waterkoeling kan de continu toelaatbare belasting zelfs nog aanzienlijk hooger worden gemaakt dan 180 watt. Immers, door voldoend groote stroomingssnelheid van het koelwater kunnen we de olie, zelfs bij vermogens van bijv. 300 W continu, vrijwel op kamertemperatuur (ca 30 °C) houden. Voor het temperatuurverschil tusschen radiator (midden) en olie vinden we bij 300 W ca 50°, voor het temperatuurverval in de radiator ca 34°, zoodat de anode-insmelting niet warmer dan 30+50+17 = 97 °C behoeft te worden. Het temperatuurverval in de anode, van de brandvlek tot het begin van de radiator, bedraagt hierbij ook nog ca 55°, de brandvlek komt dus slechts op ca 150 °C, terwijl hiervoor zelfs temperaturen tot 400 °C in het continue bedrijf als gemakkelijk toelaatbaar mogen worden beschouwd. We kunnen dus zonder bezwaar een vermogen van 300 W en meer continu in de buis ontwikkelen, hetgeen voor het macroscopisch materiaalonderzoek, waarvoor deze buis ook in aanmerking komt, dikwijls gewenscht is.

Deze groote continue belastingen zijn hier mogelijk geworden door de wijze, waarop de anodedoorvoering in de buis is gelascht. In de totnogtoe algemeen gebruikelijke buisconstructies is deze lasch volgens onderstaande schets (*fig. 6*) in een instulping van de buis aangebracht, wat uit een oogpunt van fabricage het eenvoudigste is. Doordat hier echter het koellichaam slechts betrekkelijk dun kan zijn en de strooming van de olie binnen de instulping *I* sterk wordt belemmerd, treedt er voor een bepaalde warmte-afvoer een grooter temperatuurverschil tusschen koellichaam en olie en een grooter temperatuurverval in het koellichaam *S* op, zoodat de insmelting en de olie daar ter plaatse veel warmer worden, dan bij de buis volgens fig. 2 met platte anode-aansmelting het geval is. Bij dergelijke kleine buizen met instulping komt men dan ook met sterke waterkoeling van het omhulsel niet verder dan 150 watt continu.

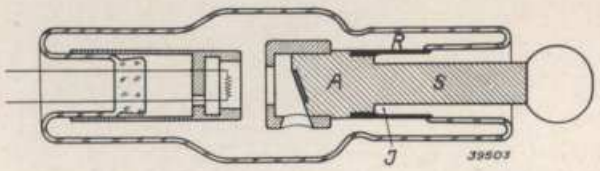

Fig. 6. Hardglazen diagnostiekbuis van de tot nu toe gebruikelijke constructie, waarbij de anodedoorvoering *R* in een instulping van de buis is gelascht.

Buizen voor therapie en materiaalonderzoek

Bij de medische therapie alsook bij het macroscopisch materiaalonderzoek van zware werkstukken werkt men in het algemeen met aanzienlijk hoogere spanningen, nl. tot 200 resp. 300 kV_{max}, en met veel hoogere continue belastingen, bijv. enkele kW. Het buistype, dat wij hiervoor hebben ontwikkeld, is in *fig. 7* en *8* weergegeven. Het is in principe gelijk aan de diagnostiekbuis volgens fig. 2, echter grooter van afmetingen. Met het oog op het grootere gevaar, dat de secundaire electronen bij deze spanningen meebrengen, is de anodekap *H* hier zoo diep gemaakt, dat slechts ongeveer 1% van het totale aantal secundaire electronen gelegenheid krijgt om door de opening *O* terug te vliegen. Verder is de opening *V* door een venster van beryllium van 1 mm dikte voor de secundaire electronen afgesloten. De

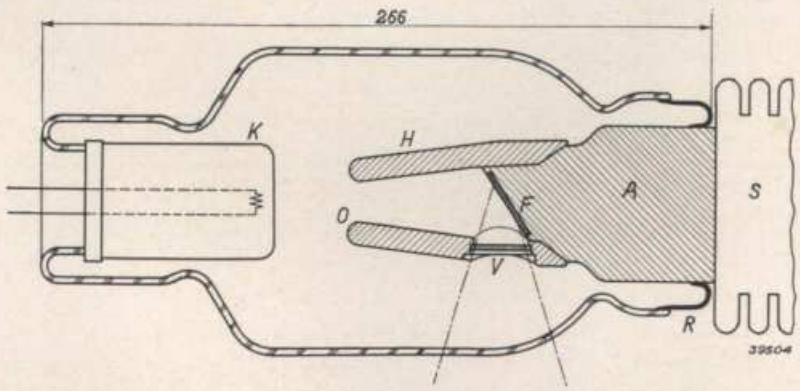

Fig. 7. Röntgenbuis voor medische therapie. De constructie komt, afgezien van de grootere afmetingen, in groote trekken overeen met die van de buis fig.2. De anodekap *H* is dieper gemaakt, de opening *V* is met een berylliumvenster afgesloten, de brandvlek *F* is terwille van een lage specifieke belasting zeer groot gemaakt (12 × 20 mm²). De buis kan bij koeling van de omgevende olie door koelspiralen met stroomend water een continue belasting van ca 3 kW verwerken (220 kV_{max}, 20 mA).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

grootere diameter van de buis (en dientengevolge ook van het omhulsel) maakte het gewenscht om hier de ongewenschte röntgenstralen reeds zooveel mogelijk door de anodekap te laten absorbeeren. Deze is derhalve van wolfraamkoper vervaardigd en vrij dik gemaakt, zoodat de absorptie in alle richtingen minstens beantwoordt aan ca 5 mm looddikte. De stralen, die door de opening *O* uittreden, worden door een wolfraamplaat in de kathode geabsorbeerd.

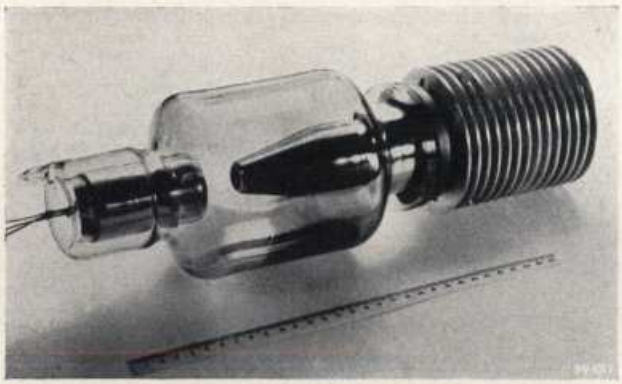

Fig. 8. Foto van de in fig. 7 in doorsnede geteekende therapiebuis.

Bij de therapie, waarbij het niet gaat om het verkrijgen van een afbeelding, behoeft men de brandvlek van de röntgenbuis niet speciaal klein te maken. Voor een belasting met 220 kV pulseerende spanning en ca 20 mA (ca 3 kW), wat tegenwoordig in de therapie reeds als een groot vermogen wordt beschouwd, hebben we een brandvlek gekozen van 12×20 mm², waarbij de specifieke brandvlekbelasting slechts ca 12 W/mm² bedraagt.

Voor het continu afvoeren van het genoemde groote vermogen wordt totnogtoe in de practijk veelal gebruik gemaakt van geforceerde olie- of waterkoeling van de anode. Wegens het kleine oppervlak van de anodedoorvoering moet de vloeistof hier door betrekkelijk nauwe openingen worden geleid, hetgeen bij gebruik van olie soms leidt tot te hooge olietemperaturen met als gevolg afzetting van kool en verstoppen. Bij gebruik van water geldt dit bezwaar niet, echter moet men een voor hoogspanning geïsoleerde circulatiepomp toepassen en de hoogspanningskabel voor de anode met een axiale holte voor de watercirculatie bouwen, hetgeen weer andere practische moeilijkheden meebrengt. Neemt men nog in aanmerking, dat de pompen meestal niet geruischvrij zijn te maken, dan is het duidelijk, dat het groote voordeelen heeft om van de geforceerde koeling geheel af te kunnen stappen.

Dit is ons nu inderdaad mogelijk gebleken door toepassing van de reeds bij de diagnostiekbuis beschreven principes, met alleen een ruimere dimensionneering. Op de anodedoorvoering is een radiator aangesloten van ca 1500 cm² oppervlak en hieromheen zijn, binnen het met olie gevulde omhulsel, op 4 à 6 cm afstand van de radiator waterkoelspiralen aangebracht, zie *fig. 9*. Deze spiralen zijn geaard en kunnen dus op de waterleiding worden aangesloten. Met deze opstelling kunnen door de natuurlijke strooming van de olie 3 kW continu worden afgevoerd, zonder dat de anode-insmelting en de olie te warm worden.

De in fig. 7 geteekende buis kan op 220 kV wisselspanning en ca 300 kV pulseerende gelijkspanning worden bedreven. Een buis van hetzelfde type kan ook met geaarde anode worden uitgevoerd, waarbij de anode rechtstreeks door water uit de waterleiding kan worden gekoeld, zoodat nog aanzienlijk grootere vermogens kunnen worden gedissipeerd dan hierboven genoemd.

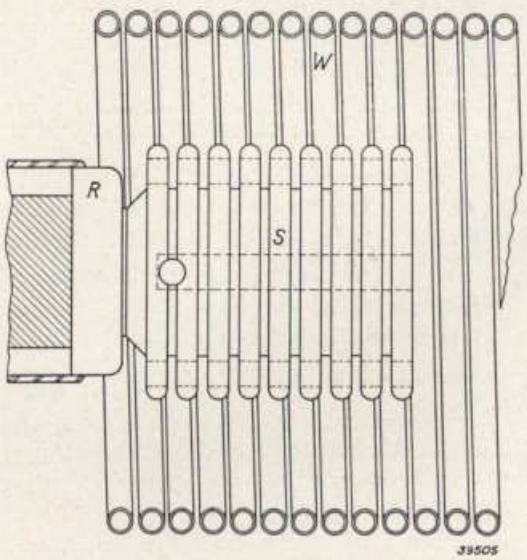

Fig. 9. Rangschikking van radiator *S* en koelspiralen *W* bij de buizen voor groot vermogen.

De brandvlek wordt bij buizen voor materiaalonderzoek natuurlijk kleiner gemaakt dan hierboven voor therapiebuizen werd vermeld. In het algemeen mogen de schijnbare afmetingen van de brandvlek hier niet veel grooter zijn dan 4 mm in het vierkant. Hierbij kunnen dan met de beschreven radiator-koeling nog vermogens van ruim 1 kW continu gedissipeerd worden, zonder dat de temperatuur van de brandvlek de toelaatbare waarde overschrijdt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!